ACADÉMIE DES SCIENCES.

SEANCE DU LUNDI 14 AVRIL 1924.

PRÉSIDENCE DE M. Guillaume BIGOURDAN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'en raison des fêtes de Pâques, la prochaine séance aura lieu le mardi 22 avril au lieu du lundi 21.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Ritchey**, de l'Observatoire du Mount Wilson, qui assiste à la séance.

Après le dépouillement de la correspondance, M. le **Président** s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

Une bien triste nouvelle vient de nous parvenir : notre confrère le Prince **Bonaparte**, qu'une cruelle maladie tenait éloigné de nos séances depuis de longs mois, s'est éteint ce matin.

Avec lui disparaît, à l'âge de 65 ans, un de ceux que l'on peut considérer comme le type de nos académiciens libres; car ils sont, en quelque sorte, les successeurs des grands seigneurs qui furent membres honoraires de l'ancienne Académie des Sciences. Plus encore que beaucoup d'entre eux, le Prince a doublement servi la Science : par ses travaux personnels et par l'aide puissante de sa fortune.

Je rappellerai ses recherches variées d'Histoire naturelle : anthropologie, glaciologie, etc.; la géographie lui doit beaucoup aussi, et il avait été élu président de l'Union géographique internationale. Mais c'est avant tout la botanique qui eut sa préférence; il a rassemblé un herbier considérable de plantes de toutes les parties du monde et étudié spécialement les fougères, principalement celles de nos colonies : Indo-Chine, Madagascar, Nouvelle-Calédonie, Afrique occidentale et Afrique équatoriale.

Toutefois et surtout il restera par excellence le mécène éclairé qui a servi à la fois la Science et la gloire de la France.

Les arts ne le laissèrent pas indifférent, et tous nos confrères connaissent les œuvres qu'il avait réunies dans le magnifique et accueillant hôtel de l'avenue d'Iéna. Mais là, ce qui reflétait surtout l'amour de l'étude du maître, c'est la magnifique bibliothèque qu'il y avait établie, qu'il enrichissait sans cesse, et qu'il ouvrait généreusement aux travailleurs.

Il a subventionné bien des voyageurs, et leur a permis ainsi de rassembler de nombreux matériaux d'étude pour lui-même et pour notre Muséum d'Histoire naturelle.

Le Prince savait aussi que, plus que jamais, la voie des découvertes demeure subordonnée à la possession de ressources qui trop souvent font défaut aux chercheurs. Aussi avait-il, presque aussitôt après que l'Académie lui eut ouvert ses portes, comblé une lacune en créant le fonds Bonaparte, consacré spécialement, suivant son expression, *à la Science à faire* ; et il avait voulu associer l'Académie à cette œuvre, en la chargeant de choisir les travaux qui doivent en bénéficier.

Cette fondation est la plus connue de celles qu'il a faites, mais il a apporté l'appui le plus généreux à bien d'autres créations comme l'Observatoire du Mont Blanc, la Station zoologique de Banyuls, etc.

Parmi les témoignages d'intérêt qu'il a donnés à la Science, je tiens à rappeler spécialement celui par lequel il a rendu possible l'achèvement de la mesure de la méridienne de l'Équateur. Revendiquée par notre Académie comme un héritage de nos devanciers du XVIII[e] siècle, cette entreprise, où l'avantage de la Science et l'honneur du Pays étaient engagés, allait être interrompue faute de moyens, après 4 ans d'efforts, lorsque le Prince offrit la somme considérable qui permit son achèvement.

Dans bien d'autres occasions, le plus souvent ignorées, le prince Bonaparte a tantôt corrigé les rigueurs du sort pour des savants malheureux, tantôt aidé à l'achèvement d'œuvres qui sans lui auraient été compromises. Aussi a-t-il ajouté un nouveau fleuron à un nom illustre entre les plus illustres.

J'offre, de votre part à tous, mes plus respectueuses condoléances à S. A. R. la Princesse Georges de Grèce, sa fille, et à tous les siens.

Je lève la séance en signe de deuil.

MÉCANIQUE EXPÉRIMENTALE. — *Quelques applications nouvelles d'une méthode d'inscription des écarts ou torsions angulaires des arbres tournants.* Note de M. **André Blondel.**

La méthode que j'ai précédemment décrite ([1]) pour l'étude des écarts de vitesse, périodiques ou non, et particulièrement pour les moteurs à explosion ([2]), comportait l'emploi d'un disque auxiliaire entraîné par un moteur indépendant et destiné à produire des éclats de lumière périodiques reçu par un second disque fixé sur le moteur. Quand la vitesse du moteur auxiliaire n'est pas exactement synchrone avec la vitesse moyenne de la machine étudiée, les courbes d'oscillation s'inscrivent autour d'une ligne droite plus ou moins oblique par rapport aux bords du film.

Lorsqu'on désire employer des films très étroits comme ceux des appareils cinématographiques, il paraît préférable de réaliser la synchronisation moyenne des disques au moyen du dispositif représenté en plan et en coupe par la figure 1, et qui contient d'autres perfectionnements. Sur l'arbre A_1 de la machine à étudier, on fixe un disque D_1 muni de fentes radiales étroites ($\frac{5}{10}$ à $\frac{8}{10}$ de millimètre), également espacées et d'autant plus rapprochées (écartement 15 à 20^{mm}) qu'on désire avoir pour la courbe un trait plus continu ([3]).

Le disque D_1 tourne au voisinage immédiat d'un écran E_1 placé en avant ou en arrière, et qui est muni d'un trou S' de $\frac{5}{10}$ à $\frac{8}{10}$ de millimètre de diamètre qui constitue la source lumineuse éclairant le système optique ([4]); à cet effet, on forme sur ce trou l'image d'une source lumineuse très puissante S, en particulier le cratère d'un arc électrique, au moyen d'une lentille sphérique ou condenseur dont les rayons peuvent être convenablement renvoyés par des miroirs ou prismes P_1 P_2 ([5]). Le faisceau conique sortant du trou S'

([1]) *Comptes rendus*, t. 171, 1920, p. 329.

([2]) *La Technique moderne*, t. 12, 1920, p. 289 et 424.

([3]) Le rapprochement des fentes est seulement limité par le risque d'avoir des courbes parallèles trop rapprochées, empiétant les unes sur les autres.

([4]) Les fentes et trous de D_1 et E_1 doivent être ménagés dans des parois amincies chanfreinées pour éviter que les rayons obliques soient arrêtés par les bords des ouvertures.

([5]) On peut se contenter d'un seul réflecteur P_2 en plaçant la lampe à arc sur un axe transversal par rapport à l'axe du moteur; on a représenté ici une double réflexion pour pouvoir placer la lampe à arc sur le même plateau P que le reste des appareils. Bien des variantes sont d'ailleurs possibles dans le groupement des appareils.

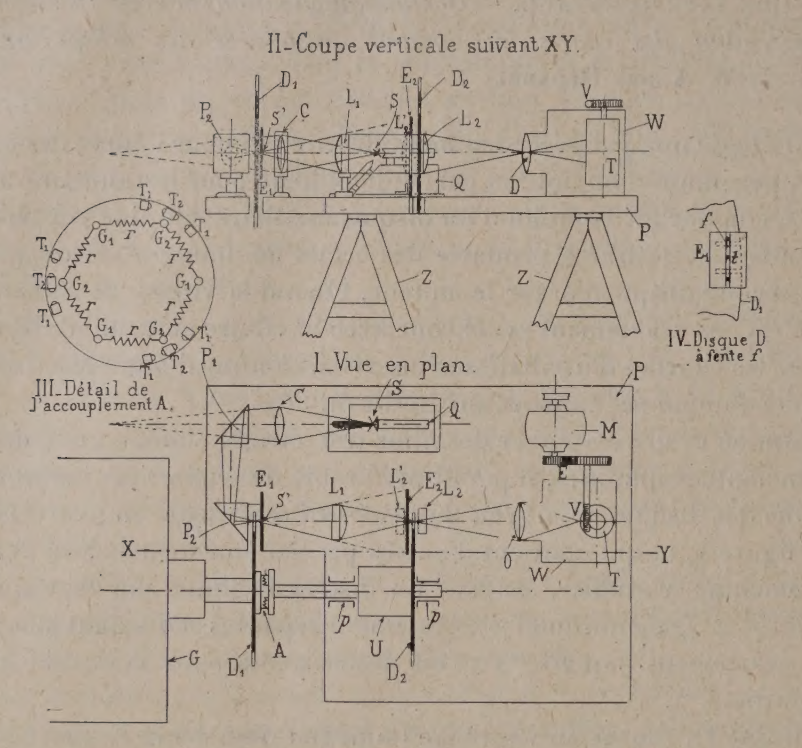


Fig. 1. — *Dispositif pour l'enregistrement des écarts de vitesse d'un arbre-moteur* (Schéma).

G, moteur étudié; D_1, disque à fentes radiales calé sur l'arbre du moteur; D_2, disque semblable calé sur l'arbre entraîné par l'accouplement élastique A; S, source de lumière (arc électrique); S′, source fictive formée par le trou percé dans l'écran E_1; E_1, écran percé d'un trou; E_2, écran à fente tangentielle; P_1, P_2, miroirs ou prismes à réflexion totale; C, condenseur, formant sur le disque D_1 l'image du cratère de l'arc; L_1, ensemble formé de deux lentilles plan-cylindriques accolées et à génératrices perpendiculaires, concentrant toute la lumière sur la fente F_2; L_2 ou L'_2, lentille cylindrique à génératrices horizontales concentrant les rayons de la fente sur l'objectif O; O, objectif de l'appareil cinématographique; T, tambour tournant recouvert du film; M, moteur entraînant le tambour enregistreur; P, plateau supportant l'appareil; A, accouplement élastique; W, chambre de l'appareil photographique; V, commande du tambour par vis sans fin; E, engrenage; U, masse formant volant; *p*, paliers de l'arbre auxiliaire portant le disque D_2; Q, lampe à arc; *t*, trou de repère indiquant le début de chaque tour; T_1, taquets limiteurs de course sur l'un des disques de l'embrayage; T_2, taquets fixés sur l'autre disque; G_1, goujons fixés sur un des disques; G_2, goujons fixés sur l'autre disque; *r*, ressorts tendus entre les goujons pour produire l'accouplement élastique.

est reçu par une lentille collimatrice L_1 qui a pour effet [1] d'éclairer toute la hauteur d'une fente fine transversale, ou tangentielle, ménagée dans un second écran E_2, à proximité duquel tourne le disque auxiliaire D_2 ; ce disque est monté sur un arbre indépendant, muni, s'il est nécessaire, d'un volant additionnel U tournant entre des paliers P et relié à l'arbre du moteur par un accouplement élastique A. Chaque éclat de lumière, produit par le passage d'une fente de D_1 devant le trou S', éclaire le petit orifice formé par la rencontre de la fente fixe de E_2 avec une des fentes radiales de D_2. Une lentille de champ L_2 ou L'_2, placée au voisinage de la fente de E_2, renvoie les rayons de celle-ci au centre de l'objectif O d'un appareil cinématographique V dont le tambour enregistreur T est convenablement entraîné par un petit moteur électrique M.

Le dispositif optique présente quelques particularités destinées à réaliser la concentration maxima de lumière qui est absolument nécessaire pour obtenir un temps de pose suffisant sur le film [2].

Considérons, par exemple, un disque D_2 tournant à la vitesse de 1500 tours par minute, 25 tours par seconde, et ayant 820^{mm} de diamètre; le trou de E_1 sera à 400^{mm} de l'axe de A_2. Si son diamètre et la largeur des fentes sont de $\frac{5}{10}$ de millimètre, la durée d'un éclat ne dépassera pas

$$\frac{2 \times 0{,}5}{2\pi \times 400 \times 25} = \text{environ } \frac{1}{63000} \text{ de seconde};$$

---

[1] En L_1 se trouvent en réalité combinées deux lentilles, une lentille antérieure collimatrice, qui donne le parallélisme aux rayons venant de S' et qui peut être une lentille sphérique ou cylindrique à génératrices parallèles au plan du tableau et une lentille postérieure cylindrique, dont les génératrices sont perpendiculaires au plan du tableau et qui a pour but de concentrer le faisceau parallèle en une bande étroite mais assez large pour bien éclairer la fente de E_2. Les deux lentilles peuvent être soit simplement accolées, soit concentrées en une seule formée de deux dioptres de courbure convenable; dans tous les cas la fente doit se trouver éclairée sur toute la longueur.

[2] Les dispositifs de mon appareil de 1920 comportaient déjà deux lentilles cylindriques, l'une de concentration, l'autre de champ, mais n'avaient pas de collimateur, par suite du faible parcours des rayons entre les disques D_1 et D_2; ce collimateur devient nécessaire quand on écarte notablement les disques D_1 et D_2, ce qui est surtout le cas de la figure 2. En outre, dans l'appareil de 1920, l'écran E_1 portait une fente, d'où résultaient des difficultés pour établir un parfait parallélisme entre la fente fixe et la fente mobile du disque D_1; ces difficultés sont avantageusement évitées ici en remplaçant la fente par un trou.

et pendant ce temps, l'intensité lumineuse qui passe par le trou croît de zéro jusqu'à son maximum et décroît de nouveau jusqu'à zéro; de sorte que la durée équivalente du plein éclairement s'abaisse aux environs de $\frac{1}{100000}$ de seconde.

La synchronisation de l'arbre A_2 avec A_1 doit être obtenue par un couplage élastique très lâche, de façon que la période d'oscillation propre du disque D_2 (muni au besoin d'un volant V) soit très lente par rapport à celle des variations d'écart angulaire à enregistrer.

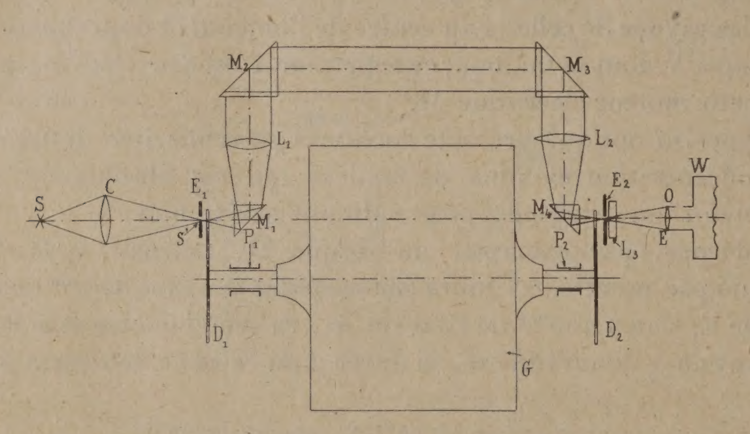


Fig. 2. — *Coupe axiale du dispositif pour l'enregistrement des écarts angulaires de torsion d'un arbre-moteur* (Schéma).

C, condenseur formant sur le disque D_1 l'image du cratère de l'arc; D_1, D_2, disques à fentes radiales calés sur les deux extrémités de l'arbre du moteur; E_1, écran à trou; E_2 écran à fente tangentielle; G, moteur étudié; L_1, lentille collimatrice; L_2, lentille cylindrique à génératrices perpendiculaires au plan de la figure; M_1, M_2, M_3, M_4, miroirs ou prismes à réflexion totale; O, objectif de l'appareil cinématographique W (non représenté); S, source de lumière (arc électrique); S', source fictive formée par un trou de l'écran E_1 et placée au foyer de L_1. — Les prismes et lentilles sont figurés à une échelle majorée.

L'accouplement élastique A est formé de deux plateaux portant chacun, à la manière ordinaire, des goujons G_1, G_2, sont reliés respectivement par des ressorts r qu'on choisira assez longs et assez faibles pour que la vitesse de D_2 soit pratiquement constante et égale à la vitesse moyenne de A_1 [1].

---

[1] Par exemple, s'il s'agit d'un moteur à explosion dont l'arbre reçoit n impulsions de manivelles par tour, la fréquence propre du disque D_2 devra être autant que possible inférieure à $\frac{n}{50}$.

La rupture des ressorts au moment de la mise en marche du moteur est évitée en munissant l'embrayage de taquets T_1, T_2, limitant l'écart angulaire entre les deux plateaux.

Les dispositifs optiques de la figure 1 peuvent être naturellement inversés, c'est-à-dire qu'on peut intervertir la source de lumière S avec le tambour enregistreur T. On peut, pour chaque cas particulier, d'après le schéma ci-dessus ou un schéma analogue, réaliser une installation de fortune ; mais il est préférable de réaliser un montage permanent sur un plateau mobile, comme l'indique la figure 1.

L'appareil est complété par un dispositif figuré schématiquement sur le détail IV du second écran et du second disque ; entre deux fentes radiales du disque, on intercale à une distance du centre égale à celle de la fente radiale de l'écran un petit trou qui laisse passer une fois par tour un petit pinceau lumineux auxiliaire marquant un point sur le film enregistreur ; on obtient ainsi un contrôle à la fois de la vitesse par l'écartement entre les points successifs ainsi produits et de la régularité de la vitesse moyenne de rotation (1). Quand la période de balancement des couples est égale à un tour du moteur, le point de repère doit rester sur une droite; au contraire, il oscille alternativement dans un sens et dans l'autre si la période propre est égale à deux tours du moteur, comme c'est le cas, par exemple, des moteurs à six manivelles suivant le cycle de Beau de Rochas.

MAGNÉTISME. — *Sur le phénomène magnétocalorique et la chaleur spécifique du nickel.* Note (2) de MM. **Pierre Weiss** et **R. Forrer**.

Le phénomène magnétocalorique est le dégagement de chaleur réversible qui accompagne l'aimantation (3). Nous le considérerons en fonction du

---

(1) Cf. *Comptes rendus*, t. 171, 1920, p. 329 et *Technique moderne*, *loc. cit.* Il est à noter que dans mon ancien appareil la disposition optique peut être améliorée également en remplaçant dans l'écran éclairé par la lampe à arc la fente par un petit trou, et remplaçant la lentille cylindrique de concentration L par une lentille bi-cylindrique comme ci-dessus, ou une combinaison de collimateur avec une lentille cylindrique ; cet ancien appareil se prête à l'enregistrement des grandes variations de vitesse comme j'en ai donné des exemples, mais il est beaucoup moins commode pour la mesure des faibles écarts angulaires périodiques que celui décrit aujourd'hui.

(2) Séance du 7 avril 1924.

(3) Une publication plus détaillée sera faite dans un autre Recueil.

champ magnétique qui le produit, réservant pour une prochaine Note son étude en fonction de l'intensité d'aimantation.

Calcul par la thermodynamique. — L'élévation de température ΔT en fonction de la variation du champ ΔH est donnée par l'analogue magnétique de la formule de Clapeyron :

$$C_H \Delta T = T \frac{\partial \sigma}{\partial T} \Delta H,$$

où C_H est la chaleur spécifique à champ constant et σ l'aimantation spécifique.

Expériences. — De 20° à 277°,5 l'élévation de température (*fig.* 1) est sensiblement proportionnelle au champ. Cela tient à ce que, dans ces limites, les coefficients de ΔT et de ΔH de l'équation ci-dessus sont sensiblement indépendants du champ ou, en d'autres termes, à ce que le champ extérieur peut être considéré comme un infiniment petit par rapport au champ moléculaire.

De 277°, 5 au Point de Curie, situé à 357° (*fig.* 2), les courbes sont concaves du côté de l'axe des champs. C'est l'effet de la diminution de $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$ quand H augmente.

Les droites et les courbes ne passent pas par l'origine. En effet, le phénomène est déterminé par le champ à l'intérieur de la substance qui est égal au champ extérieur porté dans la figure diminué du champ démagnétisant provenant de la forme à peu près sphérique de l'échantillon.

Dans la figure 3 on a représenté en bas le phénomène magnétocalorique en fonction de la température pour certaines valeurs fixes du champ. On voit qu'il n'est très important que dans le voisinage du Point de Curie où il a un maximum très accentué. Pour 17775^g il a atteint 1°, 25. La décroissance est plus rapide du côté des températures croissantes que du côté des températures décroissantes. A la température ordinaire il n'est plus que de 0°, 03.

Vérification de la formule thermodynamique. — Nous calculons par la formule ci-dessus la chaleur spécifique C_H à partir du phénomène observé et de la donnée purement magnétique $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$, pour les températures de 20° au Point de Curie. Pour quelques températures au-dessus de ce point nous faisons un calcul équivalent par une formule adaptée aux propriétés paramagnétiques de la substance dans cette région. La courbe ABCD (*fig.* 3) donne les chaleurs spécifiques ainsi calculées, la courbe A'B'C'D' les

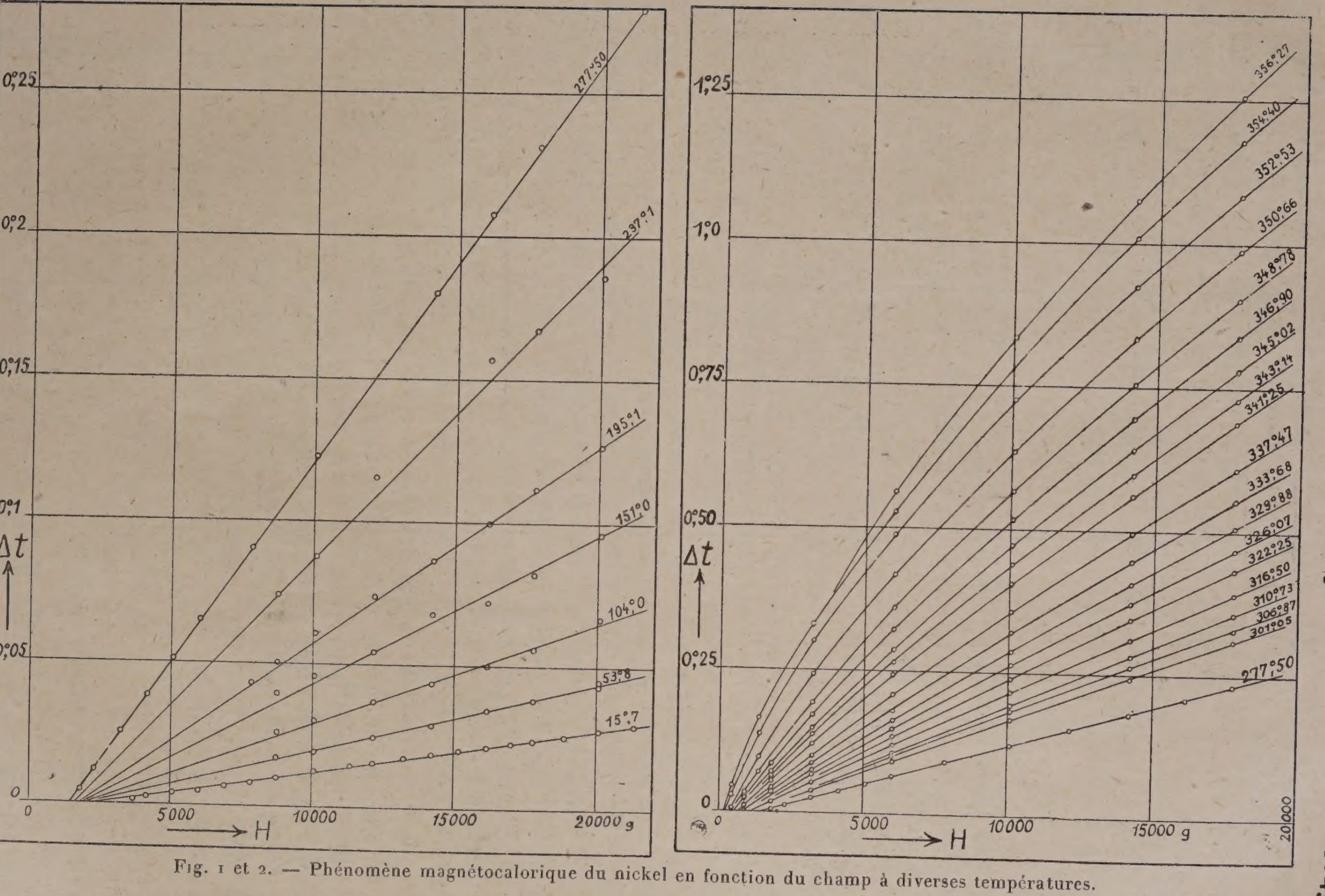


Fig. 1 et 2. — Phénomène magnétocalorique du nickel en fonction du champ à diverses températures.

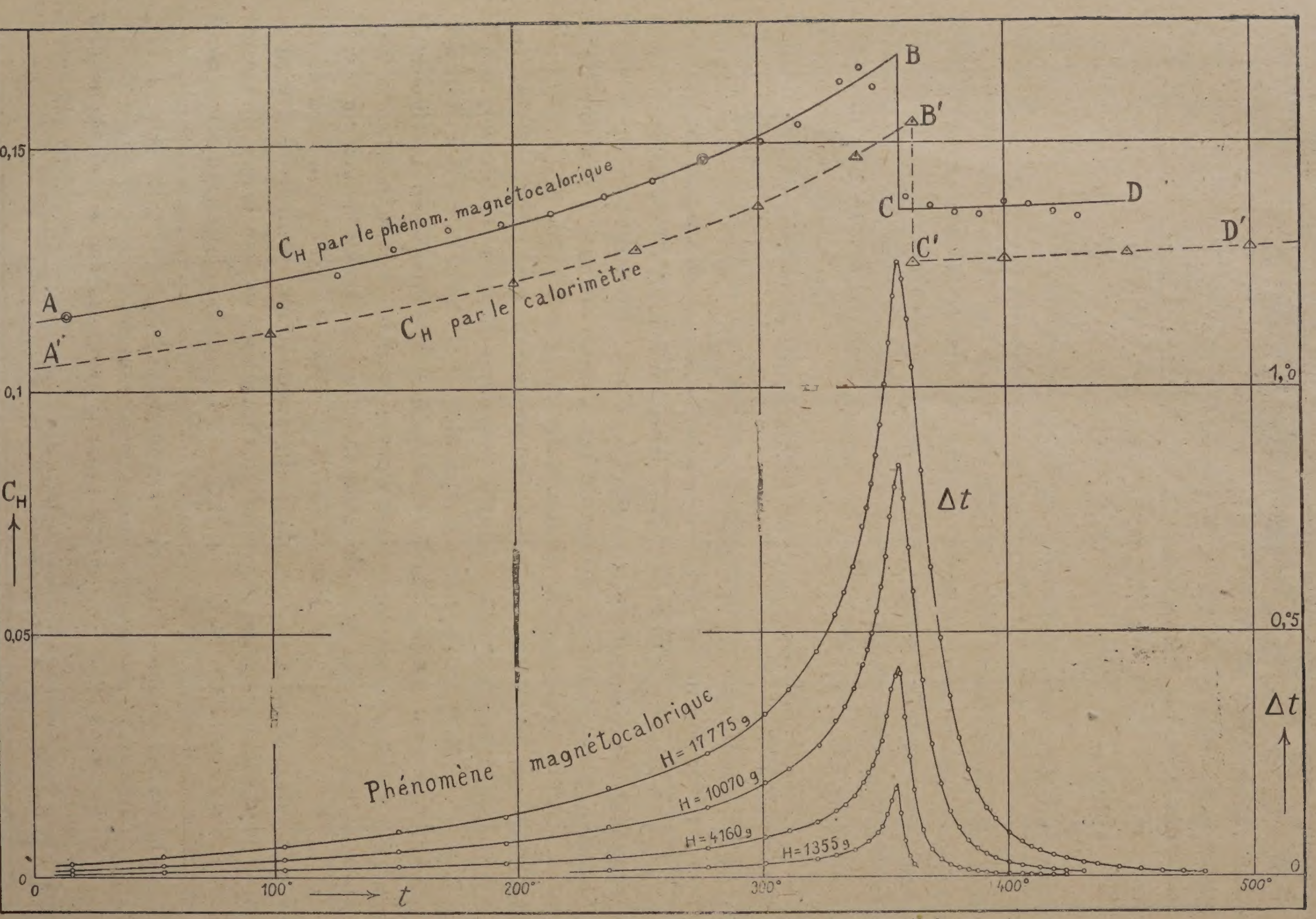


Fig. 3. — Chaleurs spécifiques. Phénomène magnétocalorique en fonction de la température.

chaleurs spécifiques vraies observées au moyen du calorimètre [1]. On remarque le parallélisme complet des deux courbes. Le décalage de 10 pour 100 provient de ce que dans la mesure magnétocalorique la capacité est augmentée de celle de la partie du couple en contact avec la substance. La détermination magnétocalorique reproduit toutes les particularités de la courbe calorimétrique : l'augmentation de C_H de 20° au Point de Curie, la discontinuité caractéristique en ce point et au-dessus la constance approximative.

GÉOLOGIE. — *Le volcan et le cratère-lac d'Issarlès (Ardèche). Leurs rapports avec la terrasse alluvio-glaciaire de la Loire et de la Veyradeyre.* Note de M. **Ph. Glangeaud.**

Le lac d'Issarlès (Ardèche), situé à 14^{km} au sud du Mézenc, occupe la coupe cratérique la plus considérable et la plus profonde du Massif Central (108^{m}). L'attention a été de nouveau attirée sur ce lac par certains hydrauliciens qui voudraient l'utiliser comme réservoir de houille blanche en y déversant la Loire, après en avoir surélevé les bords. C'est ce qui m'a fourni l'occasion de l'étudier en détail. Ce lac a donné lieu à des travaux de MM. Termier [2], Boule [3] et Delebecque [4] qui en ont dressé la carte géologique et topographique. Sa surface est à l'altitude de 997^{m} et son fond est plus bas que le niveau de la Loire avoisinante. Il a une forme tronconique régulière et il est complètement creusé dans le granite gneissique, grenatifère par places. Sa bordure extérieure est, par contre, irrégulière, dissymétrique et en partie volcanique. La rive orientale granitique, très escarpée, est culminée de plus de 300^{m}, par le volcan pliocène de Cherchemus, tandis que la rive occidentale comprend un bourrelet formé par des projections volcaniques et que le granite n'apparaît plus en surface de ce côté, ses affleurements étant un peu au-dessous du niveau du lac. Un examen plus détaillé permet d'observer que l'abrupt granitique ne constitue qu'un tiers environ de la bordure, qu'il est suivi au Nord et au Sud de deux segments granitiques formant, par un brusque ressaut, un *échelon*, couvert partiellement de projections volcaniques et élevé

---

[1] P. Weiss, Piccard et Carrard, *Arch. d. Sc. phys. et nat.*, t. 43, 1917, p. 113.

[2] P. Termier, *Feuille géologique du Puy* au 80000e.

[3] M. Boule, *La Haute-Loire et le Vivarais* (*Guide du touriste, du naturaliste et de l'archéologue*, 1911, p. 308).

[4] A. Delebecque, *Les lacs français*, Paris, 1898, p. 405.

de 10^m à 20^m seulement au-dessus du lac, tandis que le reste du pourtour est exclusivement volcanique en surface. Une coulée de basalte, qui recouvre une partie du compartiment granitique sud et dont le front surplombe la vallée de la Loire, complète le cadre du lac.

La distribution du granite paraît bien être en relation avec une structure et une tectonique spéciales. Le lac est, en effet, creusé dans trois compartiments granitiques disposés en échelons, limités par des failles NNE, se prolongeant en amont dans la vallée de la Veyradeyre. Le jeu de ces failles, élargies sous forme de fentes éruptives, dut, très vraisemblablement, provoquer et faciliter les éruptions volcaniques qui donnèrent peu à peu naissance à la cavité cratérique.

Cette tectonique permet d'expliquer également la répartition différente, sur les compartiments granitiques, des projections volcaniques dont l'épaisseur est actuellement de 45^m à l'Ouest, mais dont la puissance a dû atteindre au moins 100^m de haut, ce qui donnait au cratère primitif une profondeur de plus de 200^m.

Les projections comprennent des lits alternatifs de cinérites et de pouzzolanes, ainsi que des couches de scories basaltiques de taille variable, mélangés à des grains de quartz, à des cristaux de feldspath, à des fragments du substratum granitique rubéfiés ou vitrifiés à la surface, pouvant atteindre un volume d'un demi-mètre cube. L'ensemble permet de penser que le cratère fut creusé assez régulièrement par des *explosions surtout stromboliennes*, suivies de pluies de cendres et de pouzzolanes.

La lave s'éleva au moins momentanément dans le cratère à 12^m, *au-dessus* du niveau actuel du lac, ainsi que le prouve la coulée de basalte qui s'étend au Sud-Ouest sous le village de Bonnaud, coulée dont l'origine est à 12^m de la nappe lacustre. L'émission de cette coulée fut suivie de projections qui la recouvrirent en partie et l'activité éruptive, contrairement à ce qui eut lieu au cratère Pavin, dans les Monts Dore, se termina tranquillement par la descente de la lave jusqu'à 200^m environ au-dessous du rebord cratérique où elle se solidifia. Peut-être y eut-il cependant effondrement partiel. La coupe cratérique granitique pouvait désormais être remplie par l'eau pluviale, mais surtout par des sources issues du versant oriental, véritable réservoir aquifère qui, presque toutes, *sont devenues sous-lacustres*.

L'écoulement des eaux a lieu par un émissaire artificiel, mais principalement par une série de *sources* s'échelonnant sur la rive gauche de la Veyradeyre, où elles émergent à la limite du compartiment granitique imperméable et des tufs volcaniques perméables.

Quel est l'âge de ce volcan? Sa coulée est marquée judicieusement β^2

sur la carte géologique, et elle est suspendue d'environ 60^{m} au-dessus de la vallée de la Loire. On peut préciser son âge. En effet, la rive droite de la Veyradeyre présente, un peu au delà d'Issertaux, vers le Plo, une belle nappe alluviale avec éléments caillouteux de taille variable constitués par



Carte schématisé au 33000e environ.
γ, granite; $a_1\,gl_1$, terrasse alluvio-glaciaire de 60^{m}; Sβ, projections volcaniques; $\lambda\beta$, coulées de basalte; F, F, failles.

des galets de granite, de trachyte, de plonolite et de basalte provenant de la région du Mézenc et du Béage. Cette *terrasse*, de 5 à 8^{m} d'épaisseur, se continue sur la rive droite de la Loire, sur plus de 4^{km}, vers le Pin et jusqu'au bourg d'Issarlès en offrant des caractères alluvio-glaciaires.

Les méplats, les buttes moutonnées, les cirques secondaires que j'ai

observés en amont, ne me paraissent pas faire de doute que la haute vallée de la Veyradeyre ainsi que ses affluents, culminés par *des collines de* 1400 *à* 1600^{m} *d'altitude*, aient été occupés par un *glacier synthétique* dont les eaux de fusion ont formé *la terrasse du Plo-Issarlès*. Or cette terrasse est *recouverte, par places*, par des cendres volcaniques projetées par le cratère du lac d'Issarlès.

Les éruptions de ce volcan sont donc un peu postérieures à la formation de la terrasse qui surplombe directement la vallée de la Loire d'environ 60^{m} et qui, comparativement, me paraît d'âge Rissien. Il en est de même de plusieurs autres coulées situées, en aval, le long de la vallée de la Loire étudiées par M. Boule. La terrasse est dominée, à son tour, par *deux séries de paliers*, que l'on peut suivre sur les bords de la Loire et de la Veyradeyre, paliers de 90^{m} et de 110-120^{m} correspondant à des cycles d'érosion plus anciens sur lesquels je reviendrai.

Le bourg d'Issarlès [1], situé à 4^{km} au nord-ouest du lac du même nom, est bâti sur une épaisse coulée de basalte *recouvrant la terrasse de* 60^{m}. Cette coulée provient d'une cheminée figurée actuellement par un culot cratérique, en forme de piton. Elle est donc du même âge que le cratère du lac d'Issarlès. Aussi l'a-t-on marquée β^2 sur la feuille du Puy.

Notons que la Veyradeyre, dans sa portion aval Issertaux-Le Plo, fut capturée, après le Rissien, par un court affluent agressif de la Loire qui la détourna au sud de la butte granitique 971.

En terminant, il me paraît intéressant de constater combien la *dernière éruption* d'un volcan à cratère peut influer, plus tard, sur la forme du relief de l'édifice volcanique.

Les deux volcans : du bourg d'Issarlès et du cratère-lac d'Issarlès édifiés à la même époque, tous les deux basaltiques, ayant fonctionné vraisemblablement de façon identique, offrent, actuellement, des reliefs très différents, car ils se présentent à l'inverse l'un de l'autre. Cette différence est due principalement à ce simple fait que : dans le premier, à la *fin de la dernière éruption*, la lave *s'éleva très haut* dans le cratère, qu'elle moula en s'y solidifiant, tandis que dans le second, elle *descendit très bas*. L'érosion agissant sur ces deux appareils, *semblables extérieurement*, enleva rapidement à Issarlès la gaine de scories enveloppant le culot basaltique qui apparut en

(1) A cause d'une répétition de noms il est utile de distinguer ici le volcan du bourg d'Issarlès, de la localité du *Lac* (d'Issarlès), village touristique, situé près du *cratère-lac* d'Issarlès.

relief et prit progressivement la forme d'un *piton*, relié à la dernière coulée, tandis qu'au lac, la coulée resta suspendue au-dessus de l'ancien cratère qui fut complètement rempli par l'eau dans sa partie granitique, étanche, tandis que la nappe lacustre était dominée par le cône de projections, partiellement conservé.

M. DE SPARRE fait hommage à l'Académie de la troisième partie de son Mémoire sur *les turbines centrifuges et centripètes à réaction :*

Le Mémoire dont j'ai l'honneur de faire hommage à l'Académie a pour but de compléter et de développer, au sujet des tubes d'aspiration, les considérations dont j'ai exposé le principe dans ma Communication du 3 avril 1923, en tenant en particulier compte de la perte de charge dans le tube d'aspiration.

Cette étude est divisée en deux parties : dans la première j'étudie le cas de tubes d'aspiration non munis de cloison et, dans la seconde, celui où ils en sont munis.

Pour les tubes d'aspiration non munis de cloisons, je détermine d'abord les conditions du rendement maximum, dans le cas du travail à pleine charge, soit pour une turbine dont la vitesse relative est donnée, soit lorsqu'on détermine en même temps la vitesse relative la plus avantageuse. Je donne ensuite pour une turbine donnée ce que devient son rendement, pour une charge quelconque, lorsqu'on lui adjoint un tube d'aspiration.

Je montre, sur des exemples, que c'est surtout pour les turbines rapides que l'adjonction d'un tube d'aspiration donne, sur le rendement, un gain important. Je fais voir de plus que, si les conditions d'établissement de la turbine, si l'on veut obtenir le rendement maximum, dépendent, dans une certaine mesure, du tube d'aspiration qui doit lui être adjoint, on peut cependant, en pratique, établir la turbine sans tenir compte du tube d'aspiration et que ce que l'on perd, en agissant ainsi sur le rendement, est en définitive peu de chose.

L'adjonction d'un tube d'aspiration permet de récupérer surtout, ainsi que je le dis plus haut, pour les turbines rapides, une partie importante de la vitesse restante à la sortie de la turbine, dans le cas du travail à pleine charge. Il n'en est, par contre, plus de même dans le cas du travail sous charge réduite, tout au moins si le tube d'aspiration n'est pas muni de cloisons, parce que dans ce cas son effet ne se fait guère sentir que sur la composante de la vitesse restante parallèle à l'axe du tube. C'est pour cette

raison qu'il y a intérêt à munir le tube d'aspiration de cloisons convenablement disposées, ainsi que je l'avais déjà indiqué dans ma Communication du 3 avril 1923.

Dans la seconde partie du Mémoire, je reprends d'une façon complète cette question des tubes d'aspiration munis de cloisons.

Je donne les conditions à remplir pour rendre le rendement maximum, soit pour le travail à pleine charge, soit sous une charge quelconque donnée, et je montre sur un exemple que c'est seulement pour les turbines rapides que le cloisonnement du tube d'aspiration peut être avantageux.

Je montre ensuite comment on peut, pour une turbine en fonction, faire en sorte, par un cloisonnement convenablement établi, non seulement que son rendement soit augmenté, mais que le maximum de ce rendement se produise pour une charge donnée, choisie arbitrairement, et que, de plus, ce rendement varie dans des limites très restreintes lorsque la charge varie dans de larges limites.

CORRESPONDANCE.

M. **Serge Winogradsky**, élu Associé étranger, adresse des remercîments à l'Académie.

M. **Jean Mascart** adresse un Rapport sur l'emploi qui a été fait de la subvention accordée à l'Observatoire de Lyon en 1922, sur la *Fondation Loutreuil*.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la méthode des moindres carrés.* Note (1) de M. J. Haag, présentée par M. Emile Borel.

1. Soit un point M $(y_1, y_2, \ldots, y_m)$ de l'espace à m dimensions, obéissant à la loi de probabilité $f(y_1, y_2, \ldots, y_m)dy_1 dy_2 \ldots dy_m$. Supposons *qu'on sache* qu'il se trouve sur la multiplicité S définie par les équations paramétriques

$$y_i = g_i(x_1, x_2, \ldots, x_n) \qquad (i = 1, 2, \ldots, m; n < m). \tag{1}$$

(1) Séance du 31 mars 1924.

Quelle est la probabilité *a posteriori* pour que M se trouve dans l'élément $dS = dx_1 dx_2 \dots dx_n$?

On ne peut appliquer directement la règle de Bayes, car *la probabilité a priori* pour que M soit dans dS *est nulle*.

Aux variables x_j adjoignons les variables z_k ($k = 1, 2, \dots, p = m - n$) et imaginons m fonctions $y_i = h_i(x_j, z_k)$, qui se réduisent aux g_i quand les z_k sont nuls. Considérons la région R définie par $0 \leqq z_k \leqq \varepsilon_k$ et la portion dR de cette région définie par la condition que $(x_1, x_2, \dots, x_n)$ soit dans dS. Sachant que M est dans R, la probabilité *a posteriori* pour qu'il soit dans dR est calculable par la règle de Bayes.

Supposons maintenant que les ε_k tendent vers zéro. A la limite, nous obtenons la probabilité demandée. Elle est proportionnelle à FdS, en appelant F le produit de $f(g_1, g_2, \dots, g_m)$ par la valeur J que prend le jacobien $\frac{D(y)}{D(x, z)}$ quand les z_k sont nuls. Cette valeur est une fonction arbitraire des x_j. Donc, *la loi de probabilité cherchée est également arbitraire*.

Ceci est une généralisation du paradoxe de J. Bertrand, concernant la position d'un point sur un grand cercle d'une sphère [1]. L'indétermination ne peut être levée, théoriquement, que par la connaissance du *procédé expérimental* par le moyen duquel *on sait* que M est sur S [2].

Voici toutefois un cas où, pratiquement, cette connaissance est inutile. Supposons que *la probabilité f n'ait une valeur appréciable que lorsque* M *se trouve très près de l'origine* O. Admettons, en outre, que S passe dans le voisinage de ce point. Si les dérivées partielles des y par rapport aux x et aux z ne sont pas très grandes et sont continues, le produit $F = fJ$ est sen-

---

(1) Ce paradoxe a été étudié d'une manière approfondie par M. Borel (*Éléments de la théorie des probabilités*, p. 98), qui fait intervenir le procédé expérimental par lequel on sait que M est sur le cercle S. Dans le cas du procédé astronomique, la région R est un petit fuseau. C'est au contraire une petite zone dans le procédé géodésique. Suivant le cas, on aboutit à une probabilité proportionnelle à $\sin\theta$ ou à une probabilité uniforme.

(2) Il y a des cas où il paraît difficile de dire en quoi consiste ce procédé. Par exemple, en mesurant les trois angles d'un triangle, on commet les erreurs y_1, y_2, y_3, dont la somme est connue, si l'on admet le postulat d'Euclide. Ici, S est un plan. Que faut-il prendre pour région R ? Il paraît naturel de la limiter par des plans parallèles à S, et cela revient à admettre que l'on sait seulement que la somme des angles d'un triangle est comprise entre $\pi + \varepsilon$ et $\pi - \varepsilon$. Autrement dit, *on n'est pas absolument certain que notre espace soit euclidien*. Mais ceci est évidemment discutable, quoique sans importance pratique, si les erreurs sont petites.

siblement nul, sauf quand M est voisin de O; auquel cas J est sensiblement constant. Dès lors, *la probabilité devient proportionnelle à* $f(g_1, g_2, \ldots, g_m)\,d\mathrm{S}$.

2. On peut appliquer ceci à la *méthode des moindres carrés*. Les m erreurs y_i, dues aux observations directes, sont des fonctions *connues* des n variables x_λ. Ces fonctions définissent la multiplicité S. Quant à la fonction f, elle résulte de la loi d'erreurs, qui sera par exemple la loi de Gauss. Si les mesures sont précises, elle décroît rapidement quand M s'éloigne de O et l'on peut admettre la probabilité *a posteriori* $f(g_i)\,d\mathrm{S}$. On retombe dès lors sur la théorie de Poincaré (*Calcul des probabilités*, p. 234), dans l'hypothèse où la fonction ψ est constante, qui conduit directement à la méthode classique des moindres carrés.

3. Dans un autre ordre d'idées, je signale que les calculs auxquels donne lieu le développement de cette méthode, se présentent sous une forme extrêmement simple, quand on utilise les procédés du *calcul tensoriel*.

Les données sont les m formes linéaires $u_\lambda = a^i_\lambda x_i$, dont les valeurs numériques b_λ sont connues par l'observation directe. On introduit la *forme quadratique fondamentale*

$$\Omega(x) = \sum_{\lambda=1}^{m} u_\lambda^2 = \mathrm{A}^{ij} x_i x_j, \qquad \mathrm{A}^{ij} = \sum_\lambda a^i_\lambda a^j_\lambda,$$

d'où résultent les *variables contrevariantes* telles que $x^i = \mathrm{A}^{ij} x_j$. La valeur probable de x_i est alors donnée par l'une ou l'autre des deux formules

$$\overline{x^i} = \sum_\lambda b_\lambda a^i_\lambda, \qquad \overline{x_i} = \sum_\lambda b_\lambda a^i_\lambda.$$

Plus généralement, si $f = g_i x^i = g^i x_i$ est une forme linéaire quelconque, sa valeur probable est

$$\overline{f} = \sum_\lambda b_\lambda (a^i_\lambda g^i) = \sum_\lambda b_\lambda (a^i_\lambda g_i).$$

Le carré de l'erreur commise en adoptant cette valeur a une valeur probable proportionnelle à $g_i g^i = \Omega(g)$, ce qui se réduit à A_{ii} dans le cas particulier de l'erreur sur $\overline{x_i}$. La somme des carrés des résidus a une valeur probable proportionnelle à

$$n + p - \sum_\lambda a^i_\lambda a^i_\lambda = n + p - n = p,$$

car

$$\sum_{\lambda} a^i a^j_\lambda = A^i_j = 1 \text{ pour } i = j.$$

Je me propose de développer ces calculs dans un autre recueil.

Observations au sujet de la Note de M. J. HAAG, par M. **Émile Borel.**

Je tiens à dire que je laisse à M. Haag la responsabilité de son affirmation relative à la probabilité de la position d'un point sur un méridien de la sphère déterminé par un procédé géodésique. Je maintiens à ce sujet l'opinion que j'ai exprimée dans mes *Éléments de la théorie des probabilités* et dans *Le Hasard*.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le calcul différentiel absolu.* Note (¹) de M. **René Lagrange**, transmise par M. Émile Borel.

J'ai montré, dans des Notes antérieures et dans ma Thèse, comment on peut conserver les propriétés formelles du calcul différentiel ordinaire, tout en remplaçant les n différentielles $dx_1, \ldots, dx_n$ par n formes de Pfaff $d\omega_1, \ldots, d\omega_n$. Les propriétés intrinsèques d'une forme quadratique de ces différentielles dx_i s'obtiennent alors en décomposant cette forme en la somme des carrés de n formes de Pfaff.

On est parfois conduit à considérer une forme quadratique quelconque de n formes de Pfaff déterminées

$$\varphi = \sum_{\alpha\beta} a_{\alpha\beta}\, d\omega^\alpha\, d\omega^\beta, \tag{1}$$

et il peut être plus simple d'étudier φ sous cette forme que de la décomposer en la somme des carrés de n nouvelles formes de Pfaff.

Or la combinaison de la différentiation covariante suivant Christoffel, et de la différentiation absolue relativement aux formes $d\omega^\alpha$, permet d'appliquer à la forme φ les méthodes de calcul que Ricci a établies pour une forme quadratique de différentielles exactes.

Le changement de variables est remplacé ici par la substitution linéaire

(¹) Séance du 7 avril 1924.

la plus générale

$$d\omega'^i = \sum_\alpha \lambda^i_\alpha \, d\omega^\alpha. \tag{2}$$

Désignons par $\tau_{\alpha\beta\gamma}$, τ'_{ikh} les rotations des deux systèmes de Pfaff $d\omega^\alpha$ et $d\omega'^i$, et appelons différentiation pfaffienne [1] d'un système analogue aux λ^i_α, pouvant être pourvu d'indices grecs et latins, l'opération

$$\overline{d}X^i_\alpha = dX^i_\alpha - \sum_{\beta\gamma} \tau_{\alpha\beta\gamma} X^i_\beta \, d\omega^\gamma - \sum_{kh} \tau'_{ikh} X^k_\alpha \, d\omega'^h. \tag{3}$$

Cette opération possède les propriétés formelles du calcul différentiel ordinaire, notamment celles relatives à la composition des systèmes. Les covariants bilinéaires absolus

$$\overline{\delta}\, d\omega^\alpha - \overline{d}\, \delta\omega^\alpha \quad \text{et} \quad \overline{\delta}\, d\omega'^i - \overline{d}\, \delta\omega'^i$$

étant nuls, les formes $d\omega^\alpha$ et $d\omega'^i$ jouent le rôle de différentielles exactes. Enfin, la différentiation pfaffienne des deux membres de (2) conduit aux relations

$$\frac{\overline{\partial}\lambda^i_\alpha}{\partial\omega_\beta} = \frac{\overline{\partial}\lambda^i_\beta}{\partial\omega_\alpha}, \tag{4}$$

qui rappellent les relations $\dfrac{\partial^2 x'_i}{\partial x_\alpha \, \partial x_\beta} = \dfrac{\partial^2 x'_i}{\partial x_\beta \, \partial x_\alpha}$ des changements de variables ordinaires.

Avec les nouvelles formes de Pfaff, φ s'écrit

$$\varphi = \sum_{ik} a'_{ik} \, d\omega'^i \, d\omega'^k,$$

et l'on a

$$a_{\alpha\beta} = \sum_{ik} \lambda^i_\alpha \lambda^k_\beta a'_{ik}. \tag{5}$$

La différentiation pfaffienne des deux membres donne

$$\frac{\overline{\partial} a_{\alpha\beta}}{\partial\omega_\gamma} = \sum_{ikh} \frac{\overline{\partial} a'_{ik}}{\partial\omega'_h} \lambda^i_\alpha \lambda^k_\beta \lambda^h_\gamma + \sum a'_{ik} \left(\lambda^i_\alpha \frac{\overline{\partial}\lambda^k_\beta}{\partial\omega_\gamma} + \lambda^k_\beta \frac{\overline{\partial}\lambda^i_\alpha}{\partial\omega_\gamma} \right). \tag{6}$$

---

[1] Cette différentiation pfaffienne se comporte envers la forme φ comme la différentiation ordinaire envers une forme quadratique de différentielles exactes.

Posons, en suivant la méthode de Christoffel,

$$C_{\alpha\beta,\gamma} = \frac{1}{2}\left(\frac{\overline{\partial} a_{\alpha\gamma}}{\partial\omega_\beta} + \frac{\overline{\partial} a_{\beta\gamma}}{\partial\omega_\alpha} - \frac{\overline{\partial} a_{\alpha\beta}}{\partial\omega_\gamma}\right),$$

$$C^\gamma_{\alpha\beta} = \sum_\delta a^{\gamma\delta} C_{\alpha\beta,\delta};$$

(6) peut être remplacée par l'équation de Christoffel généralisée

$$\overline{d}\lambda^i_\alpha - \sum_{\beta\gamma} C^\beta_{\alpha\gamma} \lambda^i_\beta \, d\omega^\gamma + \sum_{jk} C'^{\,i}_{jk} \lambda^j_\alpha \, d\omega'^k = 0. \tag{7}$$

Nous sommes ainsi conduits à prendre pour différentielle absolue d'un système (simplement covariant et contrevariant, par exemple), relativement à φ, l'opération

$$\overline{\overline{d}} X^\lambda_\alpha = \overline{d} X^\lambda_\alpha - \sum_{\beta\gamma} C^\beta_{\alpha\gamma} X^\lambda_\beta \, d\omega^\gamma + \sum_{\mu\gamma} C^\lambda_{\mu\gamma} X^\mu_\alpha \, d\omega^\gamma, \tag{8}$$

ou, en posant

$$R^\beta_{\alpha\gamma} = \tau_{\alpha\beta\gamma} + C^\beta_{\alpha\gamma},$$

$$\overline{\overline{d}} X^\lambda_\alpha = d X^\lambda_\alpha - \sum R^\beta_{\alpha\gamma} X^\lambda_\beta \, d\omega^\gamma + \sum_{\mu\gamma} R^\lambda_{\mu\gamma} X^\mu_\alpha \, d\omega^\gamma. \tag{8'}$$

L'équation (7) exprime que la covariance se conserve dans cette opération. La permutation de deux différentiations successives met en évidence les courbures riemanniennes généralisées

$$R^\beta_{\alpha,\gamma\delta} = \tau^{\alpha\beta}_{\gamma\delta} + C^\beta_{\alpha,\gamma\delta}, \tag{9}$$

où $\tau^{\alpha\beta}_{\gamma\delta}$ sont les courbures du système de Pfaff $d\omega^\alpha$, et où

$$C^\beta_{\alpha,\gamma\delta} = \frac{\overline{\partial} C^\beta_{\alpha\gamma}}{\partial\omega_\gamma} - \frac{\overline{\partial} C^\beta_{\alpha\delta}}{\partial\omega_\gamma} + \sum_\varepsilon \left(C^\varepsilon_{\alpha\gamma} C^\beta_{\varepsilon\delta} - C^\varepsilon_{\alpha\delta} C^\beta_{\varepsilon\gamma}\right).$$

Enfin, l'identité à zéro du covariant bilinéaire absolu de (7) montre que les

$$R_{\alpha\beta,\gamma\delta} = \sum_\varepsilon a_{\beta\varepsilon} R^\varepsilon_{\alpha,\gamma\delta}$$

sont covariants quadruples. En particulier, on peut mettre φ sous la forme $\sum_i d\omega'^2_i$; on a alors

$$R_{\alpha\beta,\gamma\delta} = \sum_{ihkl} \lambda^i_\alpha \lambda^h_\beta \lambda^k_\gamma \lambda^l_\delta \tau_{ihkl},$$

donc les $R_{\alpha\beta.\gamma\delta}$ satisfont aux mêmes relations que les courbures riemanniennes ordinaires.

Remarquons encore que l'opération précédente peut se définir par une voie synthétique, en s'imposant *a priori* les trois propriétés suivantes : les $d\omega^\alpha$ doivent jouer le rôle de différentielles exactes; les $a_{\alpha\beta}$ se comportent comme des constantes; la différentiation absolue d'une composition s'effectue comme en calcul ordinaire.

MÉCANIQUE. — *Sur les amplitudes des rotations de torsion et les résonances de torsion des arbres de transmission.* Note de M. **Charles Platrier**, présentée par M. Mesnager.

1. Dans deux Notes antérieures [1], nous avons étudié la torsion d'un arbre de longueur L composé de n tronçons de cylindres ou prismes droits parallèles à Ox, axe de symétrie commun. Le tronçon de rang p était caractérisé par un coefficient de torsion K_p, une vitesse de propagation de torsion V_p, une longueur l_p et un couple $(l_p C_p)$ extérieur périodique uniformément réparti d'axe Ox :

$$C_p = \Gamma_p \sin\frac{t}{T} = \frac{K_p N_p}{V_p^2 T^2}\sin\frac{t}{T} \qquad (2\pi T \text{ période constante}). \tag{1}$$

Nous avons montré que la rotation α_p de la tranche x du $p^{\text{ième}}$ cylindre était

$$\alpha_p = \left[A_p \sin\left(\frac{x - \overline{l_1 + l_2 + \ldots + l_{p-1}}}{V_p T} + \varphi_p\right) - N_p\right]\sin\frac{t}{T} = B_x \sin\frac{t}{T}. \tag{2}$$

Après avoir posé

$$a_p = \frac{l_p}{V_p T}, \qquad \overline{\Delta N}_p = N_p - N_{p-1}, \qquad R_p = \frac{K_p}{V_p}, \tag{3}$$

les A_p et φ_p étaient déterminés à l'aide de symboles s dont nous avons indiqué le développement.

Désignons par p et q deux entiers, par r_1 l'entier $\frac{p-q+1}{2}$ ou $\frac{p-q+2}{2}$, par r_2 l'entier $\frac{p-q+2}{2}$ ou $\frac{p-q+3}{2}$, par (i) l'ensemble des combinaisons simples $i_1 < i_2 < \ldots < i_{2\varpi-1}$ de $2\varpi - 1$ des $p-q+1$ nombres $q, q+1, \ldots, p$,

---

[1] *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 990 et 1143.

par (j) l'ensemble des combinaisons simples $j_1 < j_2 < \ldots < j_{2\varpi-2}$ de $2\varpi - 2$ des mêmes nombres.

On est conduit, tout calcul fait, à former les sommes U_q^p, V_q^p et les produits ε_p suivants :

$$(4)\quad \left\{\begin{aligned} U_q^p\left(\frac{1}{T}\right) &= \sum_{\varpi=1}^{\varpi=r_1}(-1)^{\varpi-1}\sum_{(i)}\frac{R_{i_1}R_{i_3}\ldots R_{i_{2\varpi-1}}}{R_{i_2}R_{i_4}\ldots R_{i_{2\varpi-2}}}\operatorname{tang}a_{i_1}\operatorname{tang}a_{i_2}\ldots\operatorname{tang}a_{i_{2\varpi-1}},\\ V_q^p\left(\frac{1}{T}\right) &= 1+\sum_{\varpi=2}^{\varpi=r_2}(-1)^{\varpi-1}\sum\frac{R_{j_1}R_{j_3}\ldots R_{j_{2\varpi-3}}}{R_{j_2}R_{j_4}\ldots R_{j_{2\varpi-2}}}\operatorname{tang}a_{j_1}\operatorname{tang}a_{j_2}\ldots\operatorname{tang}a_{j_{2\varpi-2}},\end{aligned}\right.$$

$$(5)\quad \varepsilon_p = \cos a_1 \cos a_2 \ldots \cos a_p.$$

Les amplitudes A_p et les phases φ_p sont alors déterminées par les égalités

$$(6)\quad \left\{\begin{aligned} A_1 V_1^{p-1} + \sum_2^p \frac{1}{\varepsilon_\sigma} V_\sigma^{p-1}\overline{\Delta N}_\sigma &= \frac{A_p \sin\varphi_p}{\varepsilon_p},\\ A_1 U_1^{p-1} + \sum_2^{p-1} \frac{1}{\varepsilon_\sigma} U_\sigma^{p-1}\overline{\Delta N}_\sigma &= -\frac{R_p A_p \cos\varphi_p}{\varepsilon_p},\\ A_1 U_1^n + \sum_2^n \frac{1}{\varepsilon_\sigma} U_\sigma^n \overline{\Delta N}_\sigma &= 0\end{aligned}\right.$$

et les pulsations de résonance par l'équation de résonance

$$(7)\quad U_1^n\left(\frac{1}{T}\right) = 0.$$

2. Nous nous proposons ici de *déterminer les amplitudes* B_x *des rotations de torsion et les pulsations donnant des résonances de torsion d'un arbre de transmission de longueur* L *astreint à la condition d'admettre* Ox *comme axe de symétrie, chaque tronçon infiniment petit étant caractérisé par un coefficient de torsion* K_x, *une vitesse de propagation de torsion* V_x, *une longueur* dx *et un couple* $(C_x\,dx)$ *extérieur périodique d'axe* Ox

$$(8)\quad C_x = \Gamma_x \sin\frac{t}{T} = \frac{K_x N_x}{V_x^2 T^2}\sin\frac{t}{T} \qquad (2\pi T \text{ période constante}).$$

Pour cela nous ferons croître n indéfiniment en faisant tendre tous les l_q vers zéro. Posons

$$(9)\quad I(x) = \frac{K_x}{V_x^2}, \qquad J(x) = \frac{1}{K_x}, \qquad g(x) = \frac{d}{dx}\frac{\Gamma(x)}{I(x)};$$

I_x et J_x sont des quantités positives inférieures à une quantité fixe M.

Désignons par D_p le domaine suivant :

$$s \leqq s_1 \leqq s_2, \quad \ldots, \quad s \leqq s_q \leqq s_{q+1}, \quad \ldots, \quad s \leqq s_{p-1} \leqq s_p, \quad s \leqq s_p \leqq x.$$

Nous remarquerons que les sommes (4) deviennent, à la limite, les séries

$$(10) \quad \left\{ \begin{aligned} U_s^x\left(\frac{1}{T}\right) &= \sum_{\varpi=1}^{\varpi=\infty} \frac{(-1)^{\varpi-1}}{T^{2\varpi-1}} \int_{D_{2\varpi-1}} I(s_1)J(s_2)\ldots I(s_{2\nu-1})J(s_{2\nu})\ldots I(s_{2\varpi-1})\, ds_1\, ds_2 \ldots ds_{2\varpi-1}, \\ V_s^x\left(\frac{1}{T}\right) &= 1 + \sum_{\varpi=1}^{\varpi=\infty} \frac{(-1)^{\varpi-1}}{T^{2\varpi-1}} \int_{D_{2\varpi-1}} I(s_1)J(s_2)\ldots I(s_{2\nu-1})J(s_{2\nu})\ldots J(s_{2\varpi-2})\, ds_1\, ds_2 \ldots ds_{2\varpi-2}. \end{aligned} \right.$$

Ces séries sont absolument convergentes, car si u_ϖ et v_ϖ désignent respectivement leurs $\varpi^{\text{ièmes}}$ termes,

$$|u_\varpi| < \frac{(x-s)^{2\varpi-1}}{(2\varpi-1)!} \frac{M^{2\varpi-1}}{T^{2\varpi-1}}, \qquad |v_\varpi| < \frac{(x-s)^{2\varpi-2}}{(2\varpi-2)!} \frac{M^{2\varpi-2}}{T^{2\varpi-2}},$$

Comme les ε_p tendent tous vers l'unité et B_x vers $\lim(A_p \sin\varphi_p - N_p)$, les relations (6) donnent, *d'une part*,

$$(11) \qquad B_x = T^2\left[\int_0^x V_0^x g(s)\, ds - \frac{V_0^x}{U_0^L}\int_0^L U_s^L g(s)\, ds - \frac{\Gamma_x}{I_x}\right].$$

formule qui définit dans le cas général étudié ici les amplitudes B_x des rotations de torsion $\alpha_x = B_x \sin\frac{t}{T}$ et, d'autre part, les pulsations donnant lieu à des résonances de torsion sont déterminées par l'équation générale de résonance

$$(12) \qquad U_0^L\left(\frac{1}{T}\right) = 0.$$

3. On vérifie directement que B_x est la solution de l'équation

$$(13) \qquad \frac{d^2B_x}{dx^2} + \frac{d\log K(x)}{dx}\frac{dB_x}{dx} + \frac{B_x}{V_x^2T^2} + \frac{\Gamma_x}{K_x} = 0,$$

qui satisfait, en outre, aux conditions $\frac{dB_x}{dx} = 0$ pour $x = 0$ et $x = L$.

[On remarquera pour cela que

$$(14) \qquad \frac{dU_s^x}{dx} = \frac{I_x}{T} V_s^x \qquad \text{et} \qquad \frac{dV_s^x}{dx} = -\frac{J_x}{T} U_s^x.\ ]$$

Ce résultat était à prévoir, car, d'une part, le théorème des moments

cinétiques par rapport à Oz, appliqué à un tronçon d'épaisseur dx, donne l'équation aux dérivées partielles

$$I_x \frac{\partial^2 \alpha_x}{\partial x^2} = \Gamma_x \sin \frac{t}{T} + \frac{\partial}{\partial x}\left(K_x \frac{\partial \alpha_x}{\partial x}\right), \tag{15}$$

qui se ramène à (13) quand on cherche une solution de la forme $B_x \sin \frac{t}{T}$, et, d'autre part, on n'a plus ici à satisfaire qu'aux conditions aux limites $\frac{dB_x}{dx} = 0$ pour $x = 0$ et $x = L$.

PHYSIQUE COSMIQUE. — *Sur les taches solaires.* Note de M. Joseph Lévine, présentée par M. Bigourdan.

M. G. Hale, a réuni dernièrement les résultats de ses recherches sur les taches solaires [1] : découverte du champ magnétique, signes différents des taches accouplées, changement périodique de leurs signes.

Étant donnée l'importance que présentent les taches solaires pour la Physique du Globe, il n'est pas inutile d'examiner s'il ne serait pas possible d'éviter que la notion de taches doubles, de signes opposés, ne vienne obscurcir encore plus nos idées sur les taches solaires.

Je crois en effet qu'on peut s'expliquer, d'une façon très simple, les taches doubles de signes différents :

Les éruptions solaires, les protubérances, forment, à leur passage à travers la photosphère, des trous qui font tache sur sa blancheur éclatante. Les vapeurs incandescentes des protubérances, après qu'elles se sont élevées, parfois à des hauteurs considérables, se trouvent soumises, à la fois, à la force déviante due à la rotation du Soleil et à l'attraction exercée par la pesanteur; elles retombent, par conséquent, en un point différent de la photosphère, où elles forment la tache jumelle de polarité opposée, comme le second pôle d'un solénoïde. Par suite de la dispersion des matières projetées, la seconde tache de chaque couple doit avoir une forme plus irrégulière que la première, et s'enfoncer moins dans la photosphère; parfois, on ne peut la déceler que par le spectroscope; si la projection des matières continue, la tache ressort de plus en plus nettement [2].

---

[1] Supplément spécial de la revue anglaise *Nature* du 19 janvier 1924.

[2] Voir, par exemple, les figures 1, 4, 7, 9 de l'article de M. Hale; sur la figure 5 ne sont pas indiquées les secondes taches, qui accompagnent celles qui se trouvent de chaque côté de l'équateur; les figures 11 et 12 montrent la disposition générale des taches.

Cette explication montre qu'on doit s'attacher moins à l'existence même des taches doubles et à la distance qui les sépare qu'à l'orientation de la ligne qui les relie. On pourra recueillir ainsi des données précieuses pour l'étude des changements de signe, car le changement apparent de polarité ne doit provenir que du fait que la seconde tache se forme d'un autre côté par rapport à la première, sous l'action d'une force qui l'emporte sur la déviation résultant de la rotation du Soleil.

OPTIQUE. — *Sur l'expérience de Michelson.* Note de M. E. **Brylinski**, transmise par M. Daniel Berthelot.

Une Note récente de M. A Metz [1] nécessite quelques explications rectificatives.

J'en ai pas attendu la remarque formulée par M. Metz pour me rendre un compte exact de l'ordre de grandeur du terme en β^3, et j'ai même eu l'occasion de signaler verbalement, bien avant la présentation de ma première Note, que ce terme ne pouvait, en raison de son ordre de grandeur, donner l'explication de la petitesse relative de certains résultats expérimentaux obtenus.

Il n'est pas besoin, pour attacher de l'intérêt à la présence d'un terme en β^3, de supposer que l'expérience ait atteint une précision de l'ordre de 10^{-12}. Il suffit de se rappeler que, d'après une théorie largement répandue depuis une vingtaine d'années, l'expérience de Michelson ne pourrait donner que des résultats négatifs *quel que soit le degré de précision* auquel on atteindrait, et que cette théorie est basée sur le développement de $(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ qui ne comporte que des termes pairs en β.

J'ai eu soin de signaler dans une précédente Note [2] que j'avais fait les calculs *dans les deux cas* où la contraction dérègle la glace et où la glace est maintenue à 45°. M. Metz affirme que cette dernière supposition est impossible à réaliser, mais il omet de le prouver.

Il y a peut-être quelque imprudence de la part de M. Metz à affirmer que les résultats du Professeur Miller sont « au maximum de $\frac{1}{10}$ de ceux attendus de par l'ancienne théorie, ce qui leur interdit la possibilité d'être interprétée par celle-ci ».

---

[1] *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 1265.

[2] *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 466. — Voir aussi *Revue générale de l'Électricité* des 16 et 23 février et 1er mars 1924, t. 15, p. 243-250, 283-288 et 339-347.

Tout d'abord, je n'ai pas trouvé dans la publication du Professeur Miller l'expression *au maximum* (c'est moi qui souligne), et j'ai de sérieuses raisons de supposer que la grandeur de l'effet obtenu dépasse *notablement* le $\frac{1}{10}$ de ce qui était attendu. Mais surtout, mon travail a eu précisément pour objet de montrer que le résultat qui doit être obtenu d'après la théorie usuelle dépend du lieu, de la date et de l'heure de l'expérience, ainsi que de la largeur des franges obtenues et que ce résultat sera généralement plus petit que ce que donnait l'explication un peu simpliste adoptée antérieurement, au point de pouvoir s'annuler complètement dans certains cas.

Quant à la perturbation supplémentaire périodique en un tour de l'interféromètre, si j'ai prétendu l'expliquer aisément, cela n'a jamais été au moyen du terme en β^3. Il suffit de se reporter à la Note que j'ai visée [1] pour voir que l'explication, très simple, est toute différente.

La différence de marche a pour valeur, en première approximation,

$$\beta^2 \frac{l}{c}\left(1 - \frac{\lambda^2}{\beta^2\delta^2} \pm \frac{\lambda}{\beta\delta}\right),$$

le signe à adopter pour le dernier terme étant + ou − selon que le déréglage du miroir tendra à renvoyer les ondes dans le sens du mouvement de la Terre ou le sens opposé.

Or, quel que soit le déréglage du miroir dans la première position, il sera de sens opposé dans la position du plateau à 180°, de sorte qu'on aura dans l'une des positions un coefficient

$$1 - \frac{\lambda^2}{\beta^2\delta^2} \pm \frac{\lambda}{\beta\delta}$$

et dans la position à 180° un coefficient

$$1 - \frac{\lambda^2}{\beta^2\delta^2} \mp \frac{\lambda}{\beta\gamma},$$

ce qui équivaut à superposer au terme attendu, de coefficient $\left(1 - \frac{\lambda^2}{\beta^2\delta^2}\right)$ un termepériodique dans le tour, de coefficient $\pm \frac{\lambda}{\beta\delta}$.

Une interprétation théorique qui, établie sans connaître le résultat expérimental obtenu dans ce sens, aboutit précisément à l'existence d'un pareil terme, et se trouve ainsi qualitativement vérifiée par avance, semble mériter quelque intérêt.

---

(1) *Comptes rendus*, t. 177, 1923, p. 1209.

SPECTROSCOPIE. — *Sur l'apparition des raies ultimes dans les spectres de l'arc électrique.* Note de M. **St. Procopiu**, présentée par M. A. Cotton.

Les impuretés qui se trouvent dans les métaux peuvent être décelées par l'apparition des raies ultimes de M. de Gramont, caractéristiques de ces métaux étrangers, dans les spectres de l'arc ou mieux de l'étincelle. Ces raies ultimes ont une intensité relative remarquable étant donnée la faible proportion des corps qui les produisent; elles doivent donc être émises par un autre mécanisme que les raies du métal lui-même qui prédomine dans les électrodes. Voici quelques expériences qui apportent des données sur les conditions dans lesquelles cette émission se produit.

1. *Impuretés de faible potentiel d'ionisation.* — Faisons jaillir l'arc électrique entre deux tiges de métal, d'abord sous pression réduite (1 à 40^{mm} de mercure), puis dans l'air atmosphérique. Dans le premier cas, les raies ultimes des impuretés sont à peine visibles, et aussi les raies de flamme du métal, qui prédomine dans les électrodes, sont peu développées. Dans le second cas, à la pression atmosphérique, toutes ces raies deviennent très intenses.

Ainsi, lorsque l'arc est établi entre deux électrodes de Zn, les impuretés qui apparaissent dans les spectres sont le Pb (λλ4058, 3684, 3639, 2614 Å) et le Cd (λλ2288, 2265 Å). Les raies ultimes de ces métaux deviennent très intenses pour des pressions de l'arc dépassant 40^{mm} de mercure.

En même temps, on peut remarquer le développement très grand des raies de flamme du Zn (λλ2138 et 3076 Å). Ainsi, tandis que à 1^{mm} de pression, des deux raies λ3076 Å (de symbole $\nu = 1S - 1p_2$) et λ3072 (de symbole $\nu = 1p_1 - 2s$), c'est la seconde qui est la plus intense, c'est l'inverse que l'on constate si l'arc est établi dans l'air. J'ai pris comme exemple ces deux raies, parce qu'elles sont voisines et parce que la première est une raie de flamme et la seconde une raie d'arc (de la série fine) [1].

Il est probable que dans le vide, les raies du métal constituant les électrodes et les raies du métal-impureté sont dues principalement à un mécanisme électrique qui a son siège à la cathode; et que dans l'air, l'ionisation et l'émission par choc électronique sont plus réduites, l'élévation de tempé-

---

[1] En outre, les raies de flamme, même pour l'arc dans le vide, se présentent plus développées à l'anode, alors que les autres raies se trouvent toujours plus développées à la cathode (*Annales de Physique*, t. 1, 1924, p. 112).

rature étant ici la cause principale de l'émission. Les raies qui seront surtout émises seront alors celles qui demandent une énergie plus faible, de l'ordre de l'énergie thermique ; ces dernières raies sont les raies de flamme et le premier terme de certaines séries du métal prédominant dans les électrodes, ou les raies ultimes du métal-impureté.

2. *Impuretés de grand potentiel d'ionisation.* — Pour pouvoir tirer une conclusion nette au sujet de l'origine thermique des raies ultimes, mettons-nous dans un cas où l'excitation électrique est très difficile, celui où le potentiel d'ionisation du métal, compris comme impureté, est plus élevé que celui du métal constituant les électrodes.

La différence de potentiel sous laquelle jaillit l'arc étant celle qui convient à l'arc du métal de faible potentiel d'ionisation, on doit s'attendre à ce que les impuretés n'apparaissent pas. C'est ce qui arrive si l'arc est établi dans le vide, mais non pas si l'arc jaillit dans l'air.

Établissons l'arc entre deux tiges, l'une de Zn pur, l'autre de Zn sur lequel on a déposé une couche mince de Al [1] (dont le potentiel d'ionisation est probablement plus élevé que celui du Zn). Si cet arc jaillit dans le vide, le spectre ne contiendra pas les raies de l'aluminium, ou si ces raies apparaissent elles auront une intensité extrêmement faible. Mais s'il jaillit dans l'air, son spectre contiendra les doublets de l'aluminium, $\lambda\lambda\, 3961 - 3644\, \text{Å}$ (de symbole $\nu = 1\pi - 1\sigma$) et $\lambda\lambda\, 3092 - 3082\, \text{Å}$ ($\nu = 1\pi - 2\delta$), très intenses. D'autre part, dans ce dernier cas, les raies de flamme du Zn prennent un fort développement.

En somme, le faible développement des raies ultimes des impuretés dans les spectres de l'arc dans le vide, et par contre leur grand développement dans les spectres de l'arc dans l'air, aussi bien que l'évolution analogue des raies de flamme du métal constituant les électrodes, conduisent à attribuer l'émission des raies ultimes à un mécanisme thermique.

Il en résulte aussi une conséquence pratique : l'arc électrique dans le vide ne peut pas servir pour la recherche spectroscopique des constituants d'un alliage, notamment pour les métaux difficilement ionisables.

---

[1] Pour déposer cette couche mince d'aluminium sur le zinc, j'ai procédé de la manière suivante : en établissant l'arc, dans le vide, entre une cathode d'aluminium et une anode de zinc, l'aluminium se dépose sur l'anode de zinc.

MAGNÉTISME. — *Étude magnétique de divers assemblages de cylindres d'acier extra-doux, à grand champ démagnétisant.* Note de M. **P. Dejean**, présentée par M. Paul Janet.

Nous avons indiqué dans une Note précédente [1] les résultats que nous avons obtenus en étudiant, au point de vue magnétique, des empilages de cylindres d'acier extra-doux. Ces 120 cylindres qui avaient une hauteur égale à la moitié de leur diamètre ($h = 10^{mm}$ pour $d = 20^{mm}$) étaient disposés de manière que leurs axes soient toujours dans le prolongement les uns des autres. L'écartement ou entrefer (E) établi entre les bases des différents cylindres (que nous appellerons écartement longitudinal, pour rappeler qu'il était réalisé dans le sens de l'axe) était rigoureusement le même entre chacun des cylindres au cours d'un même essai, mais il variait d'un essai à l'autre.

Nous avons montré ainsi que, lorsqu'on augmente progressivement les entrefers, l'intensité d'aimantation apparente $\mathfrak{I}'$ de l'empilage ne décroît pas linéairement. Au contraire, les courbes $\mathfrak{I}' = f(E)$ tracées pour un certain nombre de valeurs du champ montrent une certaine analogie avec les courbe $\mathfrak{I} = f(\theta)$ établies par Curie [2] lorsqu'il étudia les variations de l'intensité d'aimantation $\mathfrak{I}$ du fer en fonction de la température θ.

Nous en avions conclu que la discontinuité apparente qui se produit au point de Curie dans les propriétés magnétiques peut très bien s'expliquer par une action continue : transformation progressive d'une forme α en une forme β isomorphe, ou simplement : écartement progressif des aimants élémentaires par suite de l'élévation de la température. A condition d'admettre toutefois que ces aimants élémentaires sont analogues à des aimants à très grand champ démagnétisant.

L'écartement *longitudinal* des différents cylindres, tel que nous l'avions ainsi réalisé, conduisait à des conclusions intéressantes, mais un peu trop spécialisées. Le rôle de l'agitation thermique en particulier n'apparaissait pas d'une manière bien nette. Nous avons donc repris nos essais avec les mêmes cylindres en acier extra-doux dont il a été précédemment question, mais en substituant à leur écartement *longitudinal*, un écartement *transversal* que nous avons réalisé de la manière que nous allons indiquer ci-après.

---

[1] *Comptes rendus*, t. 173, 1921, p. 412.

[2] *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 5, 1895, p. 403, *fig.* 15.

Nous avons pris 120 plaquettes de bois d'épaisseur parfaitement calibrée et rigoureusement égales à la hauteur de nos cylindres d'acier, soit 10^{mm}. Ces plaquettes étaient circulaires et avaient 52^{mm} de diamètre. Chacune de ces plaquettes était percée en son centre d'un trou circulaire de 6^{mm} de diamètre permettant de les enfiler toutes sur une tige de laiton. En outre, un second trou également circulaire ayant 20^{mm} de diamètre et excentré de 15^{mm} par rapport au centre de la plaquette, formait une sorte d'alvéole qui pouvait être très exactement remplie par un de nos cylindres d'acier de 20^{mm} de diamètre et 10^{mm} de hauteur.

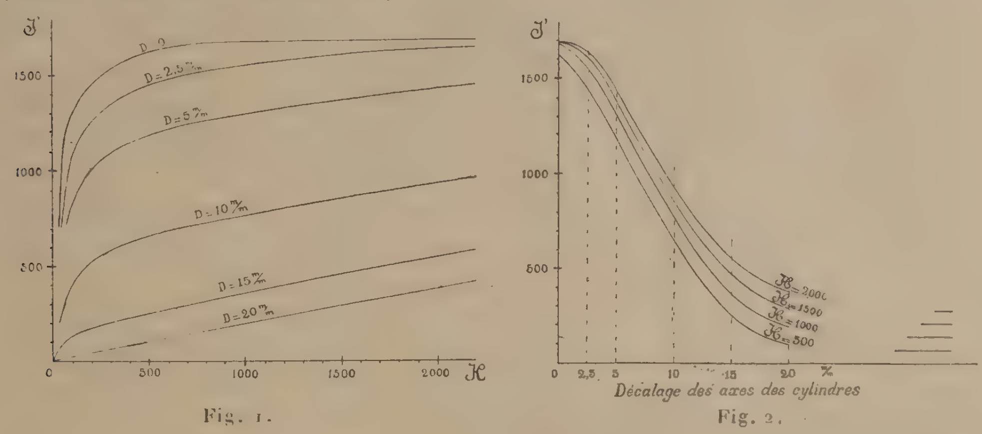


Fig. 1. Fig. 2.

Les 120 plaquettes étant ainsi garnies de leurs cylindres étaient enfilées dans la tige du laiton, comme il a été indiqué plus haut. Par une rotation convenable des différentes plaquettes, il était facile de mettre les axes de tous les cylindres dans le prolongement les unes des autres, ou bien au contraire de les décaler les uns par rapport aux autres d'une quantité connue (2,5, 5, 10, 15 ou 20^{mm}). C'est ainsi que, tout en conservant le parallélisme de leurs axes et sans les écarter les uns des autres dans le sens longitudinal, les cylindres d'acier pouvaient être répartis suivant une hélice dont le pas était d'autant plus court que le décalage de leurs axes était plus grand.

Ces hélices ainsi constituées étaient introduites dans le grand solénoïde qui nous avait servi dans nos précédents essais pour produire des champs de valeur connue. Nous avons ainsi pu établir les courbes de variations de l'intensité apparente d'aimantation $\mathcal{J}'$ en fonction du champ $\mathcal{H}$ pour les différents décalages (D) réalisés entre les axes. Ces courbes sont représentées figure 1.

Si nous relevons maintenant sur ces courbes pour différentes valeurs du

champ (500, 1000, 1500 et 2000 gauss) les intensités d'aimantation $\mathfrak{I}'$, nous pouvons construire de nouvelles courbes qui nous donnent les variations de l'intensité d'aimantation apparente $\mathfrak{I}'$ en fonction du décalage des axes des cylindres. Cette famille de courbes (*fig.* 2) est tout à fait analogue à celle que nous avions obtenue dans notre première étude en étudiant les variations de $\mathfrak{I}'$ en fonction de l'écartement longitudinal (ou entrefer) des cylindres. Toutes les courbes de ce faisceau présentent deux parties, l'une à concavité tournée vers le bas et l'autre tournée vers le haut, la première partie s'accentuant d'autant plus que la valeur du champ est plus grande.

L'analogie que nous avions signalée entre nos premières courbes et celles de Curie se retrouve ici de la même manière.

Le nouveau mode d'arrangement de nos cylindres à grand champ démagnétisant permet toutefois une assimilation plus simple entre l'effet produit par l'écartement progressif des axes de ces cylindres et celui que peut avoir l'agitation thermique sur les aimants élémentaires d'un corps ferromagnétique soumis à l'action d'un champ extérieur puissant.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action synthétisante de la d-mannosidase* α, *en présence du glycol ordinaire et de la glycérine.* Note de MM. **H. Hérissey** et **J. Cheymol**, présentée par M. Guignard.

Nous avons montré précédemment [1] que l'action synthétisante de la la *d*-mannosidase α, contenue dans la graine de luzerne germée, s'exerce en présence d'un certain nombre d'alcools nonovalents et conduit, sans aucun doute, à la formation des *d*-mannosides correspondants.

D'après les résultats exposés plus loin, on verra qu'en présence d'alcools polyvalents la *d*-mannosidase α détermine également un processus synthétisant, aboutissant à la glucosidification de ces alcools par le *d*-mannose.

Les recherches ont été conduites suivant le mode opératoire utilisé précédemment : pour chaque série d'essais, on préparait trois mélanges contenant respectivement l'alcool, le ferment et le mannose pour le mélange 1, l'alcool et le mannose pour le mélange 2 (témoin sans ferment), l'alcool et le ferment pour le mélange 3 (témoin sans mannose). Les mélanges étaient conservés à la température ordinaire et agités chaque jour.

Les résultats numériques indiqués ci-après se rapportent tous à des expériences d'une durée de 90 jours.

---

[1] *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 123.

Glycol ordinaire. — On a fait deux séries d'essais, l'une sur des mélanges contenant 10^g de glycol pour 100^{cm^3}, l'autre sur des mélanges contenant 20^g du même alcool divalent pour 100^{cm^3}.

I. — *Mélanges contenant 10^g de glycol pour 100^{cm^3}.*

	1.	2.	3.
Rotation ($l=2$) ramenée au liquide primitif	$+59'$	$+21'$	$+16'$
Sucre réducteur, exprimé en mannose, pour 100^{cm^3} de liquide primitif	$1^g,2801$	$0^g,9800$	$0^g,6073$

Soit, mannose disparu dans le mélange 1, pour 100^{cm^3} :

$$(0,9800 + 0,6073) - 1,2801 = 0^g,3072.$$

II. — *Mélanges contenant 20^g de glycol pour 100^{cm^3}.*

	1.	2.	3.
Rotation ($l=2$)	$+1°3'$	$+21'$	$+12'$
Sucre réducteur, pour 100^{cm^3}	$1^g,0001$	$0^g,9680$	$0^g,5197$

Soit, mannose disparu dans le mélange 1, pour 100^{cm^3} :

$$(0,9680 + 0,5197) - 1,0001 = 0^g,3876.$$

Glycérine. — Quatre séries d'essais ont été mises en expérience, portant sur des mélanges contenant, pour 100^{cm^3}, 10^g, 15^g, 20^g et 25^g de l'alcool trivalent; on a obtenu les résultats suivants :

	1.	2.	3.	Mannose disparu pour 100^{cm^3} du mélange 1.
I. Glycérine $\frac{10^g}{100^{cm^3}}$	$+59'$	$+18'$	$+30'$	
	$1^g,5393$	$0^g,9800$	$0^g,7528$	
	$(0,9800 + 0,7528) - 1,5393$			$= 0^g,1935$
II. Glycérine $\frac{15^g}{100^{cm^3}}$	$+1°12'$	$+18'$	$+30'$	
	$1^g,4523$	$0^g,9800$	$0^g,7417$	
	$(0,9800 + 0,7417) - 1,4523$			$= 0^g,2694$
III. Glycérine $\frac{20^g}{100^{cm^3}}$	$+1°19'$	$+18'$	$+30'$	
	$1^g,3538$	$0^g,9910$	$0^g,7192$	
	$(0,9910 + 0,7192) - 1,3538$			$= 0^g,3564$
IV. Glycérine $\frac{25^g}{100^{cm^3}}$	$+1°28'$	$+18'$	$+30'$	
	$1^g,2677$	$0^g,9910$	$0^g,6854$	
	$(0,9910 + 0,6854) - 1,2677$			$= 0^g,4087$

Sous l'influence de la *d*-mannosidase α, il y a donc eu combinaison du mannose avec le glycol ou avec la glycérine. En accord avec tous les faits du même ordre actuellement connus, dans le domaine des synthèses

biochimiques, les quantités de mannose glucosidifié par le ferment sont d'autant plus élevées que les mélanges fermentaires contiennent eux-mêmes une plus forte proportion d'alcool, cette proportion devant d'ailleurs rester compatible avec la conservation du ferment dans le milieu considéré.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la chloruration de la β-méthylcyclohexanone inactive et sur quelques synthèses de diméthylcyclohexanones.* Note de MM. **Marcel Godchot** et **Pierre Bedos**, présentée par M. A. Haller.

En poursuivant nos recherches sur l'obtention de stéréo-isomères dans la série du cyclohexanol di-substitué ([1]), nous avons été amenés, en vue d'établir la constitution de diméthylcyclohexanones stéréo-isomères, à chlorer la β-méthylcyclohexanone inactive.

Antérieurement à nos recherches, MM. Kötz et Steinhorst ([2]) avaient déjà soumis, en 1911, la β-méthylcyclohexanone active à la chloruration directe et avaient montré que le chlore se fixait en para par rapport au groupe méthyle en donnant un mélange de deux dérivés monochlorés, bouillant entre 96° et 98° sous 12^{mm}, dont l'un était liquide et l'autre était solide (P.F. 61°-62°).

En mettant en œuvre la β-méthylcyclohexanone inactive, nous avons obtenu également un mélange de deux dérivés monochlorés stéréo-isomères (P.E. 90° sous 6^{mm}), l'un liquide et l'autre solide, constitué par de belles aiguilles, fusibles à 55°-56°. Ce mélange, distillé, à la pression ordinaire et en présence de quinoléine, nous a fourni une cétone méthylcyclohexénique (semicarbazone, P.F. 182°) par perte d'une molécule d'acide chlorhydrique :

$$H^3C.HC\langle\begin{matrix} CH^2 - CO \\ CH^2 - CH^2 \end{matrix}\rangle CHCl \rightarrow H^3C.HC\langle\begin{matrix} CH^2 - CO \\ CH^2 - CH \end{matrix}\rangle\!\!= CH$$

Méthyl-4-cyclohexène-1-one-2.

Or en oxydant, à l'aide du bichromate de potassium et de l'acide sulfurique, le mélange des deux chlorhydrines stéréo-isomères issues du Δ_3-méthylcyclohexène et décrites par nous récemment ([1]), on obtient une

---

([1]) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 1184.

([2]) *Annalen der Chemie*, t. 379, 1911, p. 11.

méthylchlorocyclohexanone (P. E. 94-96° sous 16mm; $d_{14} = 1,099$; $n_D^{14} = 1,478$; R. M. trouvée : 37,68; R. M. calculée pour $C^7H^{11}OCl$: 37,35) qui, par distillation à la pression ordinaire et en présence de quinoléine, conduit à la même méthylcétone cyclohexénique (semicarbazone, P. F. 182°) obtenue plus haut. Ce fait nous autorise donc à assigner à ces deux chlorhydrines stéréo-isomères la formule de constitution

$$H^3C.HC\langle{}^{CH^2\ CHOH}_{CH^2\ CH^2}\rangle CHCl.$$

En outre, en faisant réagir l'iodure de méthylmagnésium sur chacun des deux dérivés monochlorés stéréo-isomères, liquide et solide, obtenus par nous en chlorant directement la β-méthylcyclohexanone inactive, nous avons pu isoler, suivant la réaction déjà signalée par Bouveault et Chéreau [1] en partant de l'α-chlorocyclohexanone, deux diméthyl-1.4-cyclohexanones-2 :

$$H^3C.HC\langle{}^{CH^2\ CO}_{CH^2\ CH^2}\rangle CHCl + CH^3MgI = Mg\langle{}^{I}_{Cl} + H^3C.HC\langle{}^{CH^2\ CO}_{CH^2\ CH^2}\rangle CH.CH^3.$$

Avec le dérivé chloré liquide, on obtient la diméthyl-1.4-cyclohexanone-2 (semicarbazone, P. F. 155°) identique à celle obtenue par MM. Sabatier et Mailhe en hydrogénant le xylénol correspondant [2]; avec le dérivé chloré solide, au contraire, on engendre la diméthyl-1.4-cyclohexanone-2 (semicarbazone, P. F. 122°) identique à celle obtenue par nous en oxydant l'un ou l'autre des deux diméthylcyclohexanols issus des deux chlorhydrines stéréo-isomères du Δ_3-méthylcyclohexène.

Nous avons également, du reste, reproduit directement cette dernière diméthylcyclohexanone par action de l'iodure de méthylmagnésium sur la méthylchlorocyclohexanone décrite plus haut et obtenue par oxydation du mélange des deux chlorhydrines.

En résumé, tous ces faits s'accordent parfaitement entre eux et confirment les formules de constitution que nous avons attribuées aux différents composés que nous avons fait connaître.

---

(1) *Comptes rendus*, t. 142, 1906, p. 1086.

(2) *Comptes rendus*, t. 142, 1906, p. 555.

GÉOLOGIE. — *Objections à la théorie de la dérive des continents.* Note de M. **Ph. Négris**, présentée par M. Pierre Termier.

J'ai montré dans une Note précédente [1] que la théorie de la dérive des continents de M. A. Wegener se heurtait à des impossibilités. J'examinerai aujourd'hui les arguments eux-mêmes du savant professeur.

M. Wegener, rapprochant par la pensée la côte orientale de l'Amérique du Sud de la côte occidentale de l'Afrique, de manière que le cap Saint-Roque pénètre dans le golfe de Guinée, voit ces deux côtes se raccorder, les baies de l'une répondant aux renflements de l'autre et réciproquement. Or on sait que les communications entre les deux continents avaient cessé dès l'ère secondaire. Des dizaines de millions d'années se seraient donc passées depuis la séparation présumée, et il y a lieu de se demander s'il est possible que, pendant ce laps de temps énorme, la figure des rivages se soit conservée sans que les vagues, les fleuves, les intempéries l'aient modifiée. La concordance d'ailleurs ne se poursuit que sur un parcours limité et il semble légitime d'attribuer cette concordance à un jeu de la nature. Il est vrai que M. Wegener retrouve cette concordance entre d'autres rivages, grâce à des torsions plus ou moins compliquées qu'il fait subir aux continents; nous ne le suivrons pas dans cet effort qui ne nous paraît pas justifié.

D'autre part la concordance des chaînes de montagnes huroniennes, calédoniennes, hercyniennes de l'Europe avec celles de l'Amérique du Nord, et de celles de l'Afrique avec celles de l'Amérique du Sud, paraît être un argument plus frappant. Cependant, à cet argument, M. Kossmat a objecté, avec beaucoup de raison, que les Pyrénées et d'autres chaînes n'ont pas leur pendant en Amérique, et une seule exception à la règle générale affaiblit beaucoup la valeur de l'argument. Je rappelle d'ailleurs que Walther Penck a fait observer que le raccord de la chaîne du Cap, en Afrique, avec la chaîne correspondante de l'Amérique du Sud, n'existe pas. Cette dernière se trouverait plus de 300^{km} trop au Sud pour vérifier la théorie de M. Wegener.

D'autre part, en ce qui concerne la concordance des moraines frontales de la grande glaciation quaternaire de l'Amérique et de l'Europe, on peut faire la remarque suivante. Wegener admet que l'époque de la séparation de ces deux continents est l'époque même de cette glaciation, laquelle ne

---

[1] *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 1195.

peut être éloignée de nos jours que d'un laps de temps qui se compte par dizaines de mille années; et l'on arrive alors à cette conséquence que, tandis que l'Amérique du Sud aurait parcouru l'espace occupé aujourd'hui par l'Atlantique en dizaines de millions d'années, l'Amérique du Nord n'aurait mis, pour faire un parcours peu différent, qu'un temps mille fois moindre, s'étant détachée des dizaines de millions d'années après l'Amérique du Sud.

Quelle que soit la cause du mouvement, il semble étonnant que deux phénomènes si semblables, ayant lieu au milieu de circonstances si semblables, présentent dans leurs résultats des écarts tellement considérables, et il ne semble pas que l'on doive accorder trop de valeur à la concordance, à supposer qu'elle existe. Mieux vaut encore la considérer comme fortuite.

Enfin un argument, le plus sérieux de tous, en faveur de la théorie allemande, est celui du régime des glaces polaires pendant la période carbonifère. Les géologues, tenant compte de l'extension des formations glaciaires sur la Terre de Gondwana de Suess, qui s'étendait de l'Amérique du Sud à l'Australie par l'Afrique et les Indes, ont été amenés à placer à cette époque le pôle Sud au centre des glaciations carbonifères, un peu à l'Est du cap de Bonne-Espérance. Mais aux antipodes, au Mexique, où devait correspondre le pôle Nord, on ne trouve pas trace de terrains glaciaires. Avec la théorie de Wegener cela s'explique, parce que, à la période carbonifère, l'Amérique du Nord n'était pas encore détachée de l'Europe. Mais on peut donner une autre explication à cette anomalie. En pleine époque quaternaire, au commencement même de l'époque néolithique, existait en Sibérie et dans les îles plus au Nord, baignées par l'Océan glacial arctique, un climat assez doux pour favoriser une végétation permettant de nourrir de nombreux et grands pachydermes. J'ai expliqué ailleurs cette circonstance par l'arrivée, jusqu'aux côtes de la Sibérie, du Gulf-Stream, qui, à l'époque de sa formation, pouvait s'étendre aussi loin, grâce à un niveau plus élevé. Une explication pareille, adaptée à la période carbonifère, rendrait compte d'un climat tempéré au pôle boréal à cette époque, sans le secours de la théorie de Wegener.

Quant à la prétendue différence entre les mesures des longitudes du Groenland, faites dans ces dernières années, et celles qui datent d'un siècle, elle ne peut pour le moment être prise en considération, en raison de l'imprécision de ces mesures.

Ainsi donc la théorie de Wegener ne peut être considérée comme établie sur des faits certains, et les arguments que j'ai donnés contre elle dans ma Note précédente gardent toute leur valeur.

PHYSIQUE TERRESTRE. — *Relations entre le magnétisme et l'état de l'atmosphère.* Note de M. **Albert Nodon**, transmise par M. Daniel Berthelot.

Il paraît exister d'étroites relations entre les variations d'intensité magnétique terrestre et l'état de l'atmosphère. Ces relations sont variables suivant la climatologie de la région envisagée.

Les résultats obtenus dans le sud-ouest de la France paraissent applicables aux autres régions ouest de l'Europe, soumises à un régime climatologique analogue.

Les variations de la composante horizontale et de l'intensité magnétique furent étudiées à l'aide du magnétographe, composé essentiellement d'un équipage aimanté suspendu verticalement, et orienté suivant une direction perpendiculaire à celle du méridien magnétique, par un champ directeur. L'équipage porte une aiguille horizontale, mobile sur un cadran divisé, permettant d'accuser les plus faibles variations du champ terrestre.

Un second modèle de magnétographe, plus sensible encore, porte un petit miroir vertical solidaire de l'équipage aimanté, destiné à projeter un spot lumineux sur une échelle divisée, placée à plusieurs mètres de distance. L'instrument est complété par une petite boussole orientée par un champ directeur, suivant une direction perpendiculaire à celle du méridien magnétique. Grâce à son très faible moment d'inertie, cette boussole-magnétomètre décèle les variations les plus rapides du magnétisme terrestre. Les principaux résultats sont les suivants :

1° Un accroissement dans l'intensité magnétique concorde toujours avec une élévation de la température se manifestant d'abord dans les hautes régions de l'atmosphère, puis s'abaissant progressivement jusqu'au sol.

2° Une diminution dans l'intensité magnétique concorde avec un abaissement de la température dans les hautes couches atmosphériques, atteignant progressivement les couches inférieures.

3° Les troubles électromagnétiques, qui sont caractérisés par des variations brusques et régulièrement espacées de l'intensité magnétique et de la charge électrique terrestre, sont généralement suivis de perturbations atmosphériques et sismiques, dont le foyer est parfois très éloigné du lieu d'observation.

4° En tenant compte de l'importance et de la rapidité des variations magnétiques, de l'absence, de la présence et de la durée des troubles électromagnétiques secondaires, et en ajoutant à ces données des indications aussi complètes que possible, sur l'état hygrométrique, la température, la pres-

sion dans les couches supérieures et inférieures de l'atmosphère, et la direction des vents à diverses altitudes, on possède alors un nombre suffisant d'éléments pour permettre de prévoir les modifications qui se produiront vraisemblablement pendant les 48 heures qui suivront, dans une région déterminée. Il existe, du reste, un nombre considérable de cas possibles, dont les conséquences météorologiques varient suivant les régions considérées et la saison.

De nombreux schémas, résultant de plusieurs années d'observations, ont déjà permis de tirer un nombre important de déductions pour les régions sud-ouest.

Les troubles électromagnétiques qui apparaissent d'abord dans la haute atmosphère, ainsi que les effets thermiques qui les accompagnent, semblent résulter d'actions extra-terrestres, principalement d'origine solaire.

Les maxima et les minima magnétiques semblent liés aux maxima et minima d'activité des foyers solaires visibles ou invisibles; les périodes de succession des deux ordres de phénomènes étant identiques et variant entre 27 et 30 jours.

On constate, par exemple, que pendant les retours périodiques de gros foyers solaires calmes, au voisinage du méridien central, les actions magnétiques et calorifiques sont importantes, et qu'elles correspondent à des périodes de temps beau et chaud. Inversement, les passages de régions solaires, doués d'une très faible activité, particulièrement pendant les périodes de minimum, concordent avec des actions magnétiques et calorifiques faibles et avec des hivers rigoureux.

Les perturbations accusées par la boussole-magnétomètre se manifestent principalement pendant les périodes de formation, de disparition et d'agitation des foyers solaires. Lorsque ces perturbations sont importantes et de longue durée, elles sont accompagnées, dans les deux hémisphères et dans les régions tropicales, de troubles atmosphériques généraux, dont le caractère est variable suivant la contrée.

Il semble, en résumé, que les observations méthodiques et raisonnées du magnétographe, combinées avec les observations météorologiques habituelles, deviendront susceptibles d'augmenter sensiblement le degré de précision des prévisions météorologiques générales et locales. La généralisation de ces méthodes d'observation, sur de nombreux points du globe, ainsi que leur centralisation au moyen de la télégraphie et de la téléphonie sans fil, permettront d'étendre leurs applications à la surface du globe et d'en tirer probablement de précieuses déductions pour la Météorologie générale et la Physique terrestre.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur un procédé de prévision de la nébulosité et de la pluie.* Note de M. L. **Petitjean**, présentée par M. Bigourdan.

Les discontinuités définies par Bjerknes sont accompagnées des mouvements ascendants qui commencent à se manifester en avant d'un front par l'apparition de nuages. Après avoir atteint leur vitesse maximum, ces mouvements deviennent insuffisants pour s'opposer à la chute de l'eau condensée, et la pluie se met à tomber.

Il y a, d'autre part, proportionnalité en un lieu déterminé entre la vitesse du courant ascendant et la variation de la vitesse horizontale du vent le long d'un tube de flux. Par suite, si l'on dresse une carte synoptique des différences vectorielles entre les vents observés en chaque point à des intervalles de temps peu espacés, on obtient une représentation en rapport avec l'intensité des courants ascendants.

En particulier, dans la zone qui précède une discontinuité D, on observe une rotation des vents dans le même sens correspondant à une direction sensiblement uniforme des différences vectorielles. A une certaine distance de D, celles-ci changent brusquement d'orientation lorsqu'on franchit la limite de la zone des mouvements ascendants.

Si les intervalles de temps devenaient infiniment petits, le champ des vecteurs définis précédemment tendrait vers le champ d'accélération horizontale du vent. Or le mouvement d'une discontinuité tend à s'opérer dans le sens du travail maximum, et cette condition est remplie si, au temps $t + dt$, une ligne vient se placer à l'endroit qu'occupait au temps t une ligne d'accélération nulle.

Revenons à des intervalles finis Δt, suffisamment petits pour pouvoir admettre la proportionnalité entre l'accélération moyenne et la différence vectorielle des vents observés aux temps $t - \Delta t$ et t; on voit, au temps $t + \Delta t$, une discontinuité venir se placer au voisinage de l'endroit occupé au temps t par la ligne limite des mouvements ascendants (déterminée au moyen des différences vectorielles des vents observés aux temps $t - \Delta t$ et t).

Une application de ce procédé, faite sur un certain nombre de cartes, montre une juxtaposition remarquable des lignes de discontinuité aux temps $t + 12^h$ et des lignes limites déterminées par les observations des vents aux temps $t - 12^h$ et t. On possède ainsi un moyen de prévoir, 12 heures d'avance, l'emplacement des zones de précipitation. En opérant sur des intervalles plus restreints, par exemple 6 heures ou 3 heures,

on pourrait déterminer de proche en proche et assez approximativement les lignes isochrones de la pluie dans les 12 heures à venir.

Il existe des cas où une discontinuité de vent n'apparaît pas nettement aux endroits déterminés par ce procédé, mais on y relève généralement une zone de précipitations ou d'accroissement de la nébulosité, ce qui suffit au but poursuivi.

CHIMIE AGRICOLE. — *Sur la répartition de la fertilité dans la couche arable selon la profondeur.* Note [1] de M. A. **Lebediantzeff**, présentée par M. A.-Th. Schlœsing.

Mes recherches relatives à l'influence de la dessiccation du sol à l'air sur l'accroissement des rendements [2] m'ont conduit à étudier la répartition de la fertilité dans la couche arable à diverses profondeurs. J'ai fait à ce sujet, en 1920, à la station agronomique de Chatilovskaia, les expériences résumées ci-après.

1. Sur un champ de jachère a été circonscrite une parcelle de $2^{m} \times 2^{m}$. On en a enlevé partiellement la couche superficielle jusqu'à 20^{cm} de profondeur; on a mêlé ensemble les différentes parties de cette couche, de façon à la rendre bien homogène, et on l'a remise en place. Ensuite la parcelle a été protégée contre les pluies, qui auraient pu entraîner les substances solubles du sol, au moyen d'un toit en verre subsistant le jour, lorsqu'il pleuvait, et chaque nuit; puis elle a été laissée en jachère nue. Toutes les deux semaines environ, on a prélevé des échantillons dans les diverses couches de la parcelle et l'on en a rempli (immédiatement et sans dessiccation préalable) des pots où l'on a semé du millet. On a ainsi obtenu les résultats du Tableau I (10 plantes par pot; humidité constante de la terre, 33 d'eau pour 100 de terre sèche, optimum d'humidité pour la végétation sur le tchernozem en expérience).

La fertilité la plus grande et aussi le plus grand accroissement de fertilité survenu au cours de l'expérience se sont manifestés dans la couche supérieure (de 0 à 5^{cm}).

---

(1) Séance du 24 mars 1924.

(2) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 793, 960 et 1091.

I. — *Rendements (grain et paille) des différentes couches, celui de la couche inférieure (40-50cm) étant pris comme unité.*

Profondeur des couches prélevées.	15 avril. (a)	3 mai.	15 mai.	30 mai.	12 juin. (b)	Accroissement de la fertilité en 2 mois (rapport de b à a)
	Dates des prélèvements des échantillons.					
cm 0- 5.....	4,5	7,2	10,5	14,4	20,3	4,5
5-10.....	4,5	6,0	7,5	11,7	15,5	3,3
10-15.....	4,5	4,8	6,8	9,6	13,8	3,0
15-20.....	4,5	4,6	6,3	8,4	10,3	2,3
20-30.....	1,5	2,0	4,0	2,4	2,8	1,9
30-40.....	1,2	0,8	1,6	1,4	1,8	1,0
40-50.....	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

2. Sur une partie de la parcelle ci-dessus, le 15 mai, on a enlevé une épaisseur de 20cm de terre arable par couches de 5cm, pour remettre cette terre immédiatement à sa place en renversant l'ordre des couches, c'est-à-dire de manière que la couche de 0 à 5cm fût en bas et celle de 15 à 20cm en haut. Des échantillons de ce sol ainsi renversé ont été prélevés en même temps que ceux de l'expérience précédente et l'on en a rempli des pots qu'on a ensemencés le même jour de millet. Les résultats de cette culture, rapprochés de ceux de l'expérience précédente, figurent dans le Tableau II.

II. — *Rendements (grain et paille) des différentes couches, celui de la couche de 40-50cm étant pris come unité.*

	Culture sur sol prélevé le					
	15 mai.		30 mai.		12 juin.	
Couche.	non renversé.	renversé.	non renversé.	renversé.	non renversé.	renversé.
de 0 à 5cm.......	10,5	6,3	14,4	8,2	20,3	23,1
de 5 à 10.......	7,5	6,8	11,7	12,1	15,5	22,2
de 10 à 15.......	6,8	7,5	9,6	12,7	13,8	15,6
de 15 à 20.......	6,3	10,5	8,4	6,3	10,3	9,6

Déjà au bout de deux semaines, on a constaté dans les sols renversés des modifications de la fertilité, la terre de la couche inférieure (15-20cm), transportée à la surface, accusant une augmentation de rendement. Deux semaines plus tard, la répartition ordinaire de la fertilité dans l'ensemble des couches, avec maximum à la partie supérieure et décroissance progressive vers le bas, était rétablie. Des résultats analogues ont été obtenus dans deux autres campagnes.

Ainsi la fertilité d'une couche s'est créée, pour ainsi dire, en quelque mesure, par la place qu'on a donnée à cette couche sur l'échelle des hauteurs.

De nouvelles expériences tendent à montrer que c'est encore à l'influence de la dessiccation par l'air, déjà étudiée dans mes précédentes Notes, qu'il convient d'attribuer ici l'enrichissement des couches superficielles.

BIOLOGIE DES SOLS. — *Sur la production de l'urée au cours de l'ammonification par les Microsiphonées.* Note de M. G. **Guittonneau**, présentée par M. Lindet.

Dans une précédente Note (¹), j'ai attiré l'attention sur une série de microorganismes abondamment représentés dans les sols riches en matière organique. Ces microorganismes ont le caractère commun de former un mycélium dont les filaments végétatifs, extrêmement fins et plus ou moins ramifiés, ne présentent jamais de cloisonnements transversaux. Pour cette raison, je les ai rattachés au groupe que, fort logiquement, le Congrès de Bruxelles de 1910 a proposé de désigner sous le nom de *Microsiphonées*.

Les caractères physiologiques des Microsiphonées sont, comme je l'ai indiqué, fort divers, et ce sont eux, surtout, qui devront servir de base à la subdivision systématique du groupe.

Il m'a été possible de préciser quelques points dans le phénomène de l'ammonification de la matière azotée sous l'action de certaines espèces que j'ai étudiées. J'ai pu, en particulier, mettre en évidence que, dans les conditions de mes expériences, certaines d'entre elles, qui ne consomment alors que de la peptone comme aliment organique, peuvent produire des quantités notables *d'urée*, tout en accumulant dans le milieu de culture des sels ammoniacaux neutres à la phtaléine. La nature des acides entrant dans ces sels sera étudiée ultérieurement.

I. Pour servir de base commune à toutes mes études (à celle-ci comme à d'autres), j'ai d'abord cherché à constituer, partant de l'eau distillée, une solution minérale bien définie, capable de faire face aux besoins alimentaires des organismes étudiés. Cette solution doit renfermer, comme le liquide qui imprègne le sol, tous les éléments signalés jusqu'à ce jour

---

[1] *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 895.

comme indispensables ou même simplement utiles à la bonne croissance des végétaux supérieurs. J'y ai fait entrer, en proportion convenable, Fl, Cl, I, S, P, Bo, Si, K, Na, Mg, Ca, Fe, Mn, Zn, Al, sous les formes de fluorure, chlorures, iodure, sulfates, borate, silicate; — de K, de Na, de Mg, de Ca, de Fe, de Mn et d'Al.

Dans une série de cultures, j'ai ajouté à cette solution 1 pour 100 de peptone comme unique aliment organique. Dans une autre série, je l'ai additionnée à la fois de 1 pour 100 de peptone et de 1 pour 100, environ, de glucose.

II. Dans les milieux nutritifs ainsi constitués et stérilisés, j'ai ensemencé quatre espèces, déjà indiquées dans ma Note précédente sous les n°s 1, 2, 3 et 6, et je les ai abandonnées à la température du laboratoire. Les microorganismes s'y sont développés assez lentement, sous forme de granules ou de flocons. Le n° 6 a en outre formé, progressivement, une véritable croûte à la surface du liquide, et il a abondamment sporulé.

III. Au bout de 25-30 jours, les cultures ont été analysées et les résultats sont réunis dans le tableau ci-après.

L'acidité, déterminée en présence de phtaléine comme indicateur, est exprimée en centimètres cubes de NaOH $\frac{N}{10}$ pour 10$^{cm^3}$ de culture. Le glucose, dosé par la méthode de G. Bertrand, est exprimé en grammes pour 100$^{cm^3}$ de culture. L'ammoniaque a été séparée des cultures par distillation dans le vide à 35-37° en présence d'un excès de MgO; elle est exprimée en milligrammes d'azote pour 100$^{cm^3}$ de culture. L'urée a été caractérisée et dosée par la méthode au xanthydrol de Fosse; elle est exprimée en milligrammes pour 100$^{cm^3}$ de culture.

	Milieu minéral + Peptone.			Milieu minéral + Peptone + Glucose.			
	Acidité.	Azote ammoniacal.	Urée.	Acidité.	Azote ammoniacal.	Glucose restant.	Urée.
Témoin..	0,2	2,1	traces	0,3	2,3	0,95	traces
N° 1.....	0,1	21,0	15	1,0	13,6	0,71	traces
N° 2.....	0,2	7,4	12	0,3	8,3	0,90	8,0
N° 3.....	0,1	3,4	traces	0,3	3,4	0,89	traces
N° 6.....	0,1	37,8	traces	0,2	25,2	0,00	traces

Les chiffres de ce tableau montrent combien les espèces étudiées se différencient déjà par leur mode d'action sur les peptides et sur les glucides.

Conclusion. — La production d'urée aux dépens de la peptone par certaines Microsiphonées présente un intérêt théorique au point de vue de la

physiologie de ces microorganismes, que cette forme de l'azote soit considérée comme un déchet ou comme un intermédiaire dans l'assimilation des produits d'hydrolyse des peptides.

Au point de vue pratique, on sait que cette urée peut, avec une extrême facilité, rentrer dans le cycle général de la végétation, puisqu'elle est inévitablement transformée dans le sol en carbonate d'ammoniaque et que d'ailleurs, comme l'a montré Fosse, la plupart des végétaux sécrètent de l'uréase.

Mais on sait aussi que cette mise en liberté d'urée devient une cause de déperdition d'azote gazeux si elle se produit au contact de l'acide nitreux, déplacé des nitrites par l'acidité qui résulte de diverses fermentations de la matière carbonée (Grimbert). De tels phénomènes peuvent, dans certains cas, se produire dans le sol. Ils tendent également à expliquer les énormes pertes d'azote, signalées notamment par Muntz et Lainé, au cours de l'épuration des eaux d'égout.

PHYSIOLOGIE GÉNÉRALE. — *Équilibre des constituants cellulaires et intensité des oxydations de la cellule. Imbibition et oxydation. Cas des plantes reviviscentes.* Note [1] de MM. **André Mayer** et **L. Plantefol**, présentée par M. M. Molliard.

L'intensité des oxydations, mesurée par les échanges gazeux de la cellule avec le milieu extérieur, dépend de la vitesse des oxydations elles-mêmes, de leur nature, et de la vitesse de diffusion des gaz de la respiration. Nous nous sommes demandé si ces phénomènes ne sont pas corrélatifs de l'équilibre intracellulaire, c'est-à-dire de la proportion des constituants cellulaires fondamentaux.

Pour répondre à la question posée, nous avons cherché à faire varier cette proportion. Il s'agissait d'augmenter ou diminuer à volonté la teneur en l'un des constituants cellulaires et en celui-là seulement. On sait que, chez la plupart des Mousses, dans les conditions naturelles, la teneur en eau peut varier grandement et qu'à cette variation est liée la reviviscence qui les caractérise. Ces plantes constituaient un objet favorable. Nous avons donc étudié les échanges gazeux de l'*Hypnum triquetrum* L. amenée à divers degrés d'hydratation.

---

[1] Séance du 7 avril 1924.

Chaque expérience porte sur des tiges garnies de feuilles vertes recueillies très peu de temps auparavant, dans une même station, amenées par une immersion dans l'eau à une imbibition comparable, puis desséchées progressivement jusqu'au point convenable. Des échantillons prélevés à un moment précis et correspondant à divers degrés d'hydratation sont enfermés dans des enceintes closes, à l'obscurité, à 20°. Les échanges gazeux sont mesurés, après 24 heures, par analyse des gaz de l'enceinte.

Dans ces expériences, la teneur en eau de la mousse constitue bien la seule variable, car ces divers échantillons, après immersion dans l'eau, reprennent tous la même intensité respiratoire, témoignant ainsi de l'intégrité des cellules qui ont été desséchées.

Les résultats expérimentaux sont exprimés dans le tableau ci-dessous qui a trait à deux de nos expériences, choisies parmi celles pour lesquelles l'hydratation a varié dans de larges limites.

Tableau I.

	Expérience I.				
Teneur des mousses en eau (pour 100)............	24,1	40,2	55	71,6	82,7
CO^2 par heure et par gramme de mousses (cm^3).......	0,016	0,057	0,069	0,061	0,040
	Expérience II.				
Teneur des mousses en eau (pour 100)............	18	26,1	46,8	60,5	81,2
CO^2 par heure et par gramme de mousses (cm^3).......	0,006	0,026	0,099	0,118	0,056

Si nous considérons les divers échantillons d'un même lot de mousses, pris tels quels, c'est-à-dire à divers degrés d'hydratation, nous voyons que ces mousses ne présentent pas des oxydations de même intensité. Il y a une proportion d'eau pour laquelle 1g de mousses présente un maximum d'intensité respiratoire; cette proportion est comprise entre 50 et 60 pour 100 d'eau.

D'autre part, si l'on considère l'intensité des oxydations d'un gramme de substance sèche, on voit que celle-ci, dans les limites de l'hydratation réalisée au cours de nos expériences, croît avec l'hydratation, mais de moins en moins vite, jusqu'à ne plus s'accroître, comme le montre le tableau ci-après.

TABLEAU II.

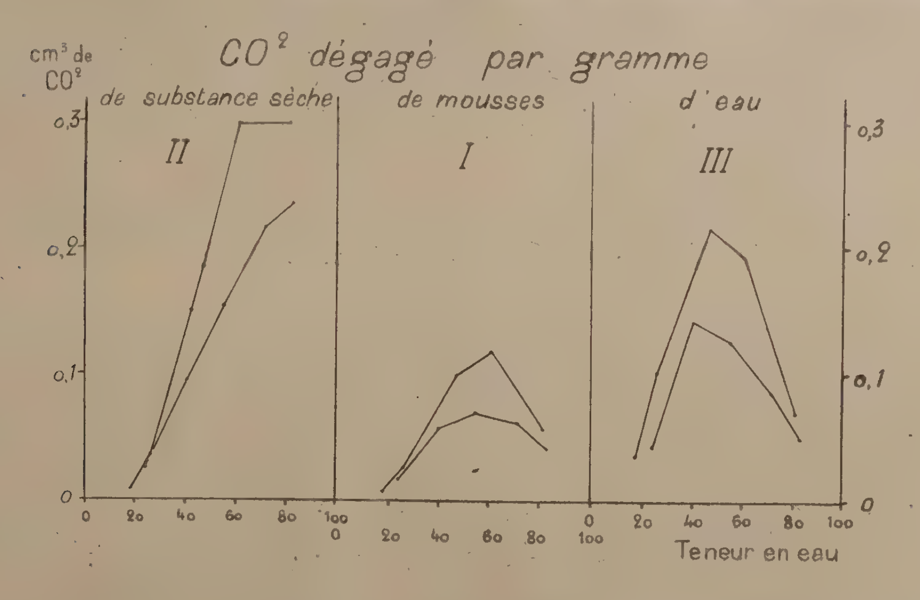
Expérience I.

Teneur des mousses en eau (pour 100)............	24,1	40,2	55	71,6	82,7
CO^2 par heure et par gramme de substance sèche (cm^3).	0,026	0,095	0,153	0,216	0,235

Expérience II.

Teneur des mousses en eau (pour 100)............	18	26,1	46,8	60,5	81,2
CO^2 par heure et par gramme de substance sèche (cm^3).	0,008	0,036	0,185	0,299	0,299

Si par contre on considère un gramme d'eau incorporée à la mousse



comme constituant cellulaire, on voit que l'intensité des oxydations que détermine sa présence dans la cellule passe par un maximum. C'est ce que montre le Tableau III.

TABLEAU III.

Expérience I.

Teneur des mousses en eau (pour 100)............	24,1	40,2	55	71,6	82,7
CO^2 par heure et par gramme d'eau (cm^3)...........	0,043	0,142	0,126	0,085	0,049

Expérience II.

Teneur des mousses en eau (pour 100)...............	18	26,1	46,8	60,5	81,2
CO^2 par heure et par gramme d'eau (cm^3)............	0,035	0,101	0,216	0,194	0,069

Les trois faits que nous venons d'énoncer apparaissent nettement en examinant les courbes ci-dessus.

On voit que lorsqu'on peut faire varier la proportion des constituants cellulaires fondamentaux, comme dans le cas des mousses reviviscentes, on met en évidence un effet de cette variation sur l'intensité des oxydations. *Il y a une proportion déterminée de l'eau et des autres constituants pour laquelle, toutes choses égales d'ailleurs, il existe un maximum des oxydations cellulaires.* Il reste à examiner dans quelle mesure cette proposition peut être généralisée et aussi comment la variation des constituants cellulaires autres que l'eau influe sur le phénomène que nous venons de dégager.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Nouvelles observations sur les réflexes pupillaires.* Note de M. **J. Couvreux**, transmise par M. André Blondel.

Dans une Note précédente [1] nous avons donné la loi de la contraction d'un œil désaccommodé en fonction de l'éclat du fond d'adaptation.

Les modifications apportées au pupillomètre de Fick par M. André Broca [2] permettent l'étude, avec cet appareil, du réflexe pupillaire à la lumière pendant que l'œil accommode d'une façon définie.

Un œilleton fixe la position de l'œil en observation; d'autre part on donne à la lentille placée derrière la lame réfléchissante une puissance telle qu'elle amène l'image du test de l'écran à la distance d'accommodation que l'on veut étudier.

Alors les taches de diffusion seront tangentes lorsque les rayons limites passant par les centres des images des trous et le bord pupillaire correspondant convergeront sur la rétine de l'œil accommodé, donc émaneront de points situés à la distance d'accommodation; de sorte que si l'on appelle :

---

[1] *Comptes rendus*, t. **178**, 1924, p. 416.
[2] *Comptes rendus*, t. **178**, 1924, p. 415.

d la distance d'accommodation,
a la distance de la pupille aux images des trous,
p l'écartement des trous,
P le diamètre pupillaire,

on aura la relation

$$P = p\,\frac{d}{d-a}.$$

Dans le tableau ci-dessous, le nombre situé à l'intersection d'une horizontale eorrespondant à une accommodation donnée et d'une verticale correspondant à un éclairement donné du fond, donne le diamètre pupillaire en millimètres pour la vision monoculaire par l'œil en observation.

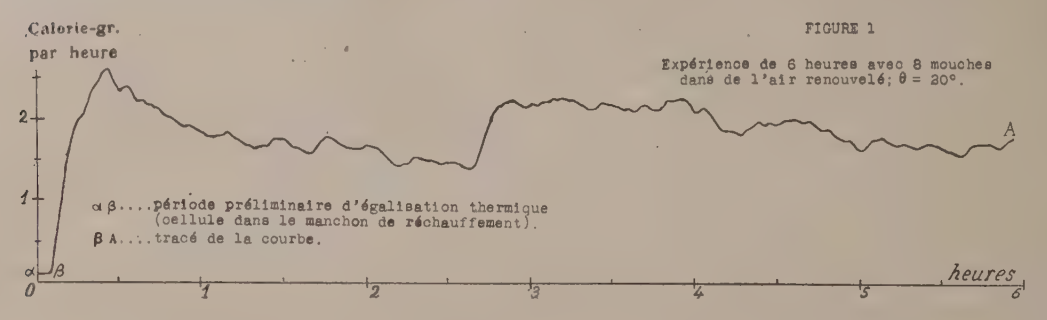
Accommodation en dioptries.	Éclairement de l'écran en lux.					
	0,5.	1.	4.	10.	50.	200.
0....	5,15	4,9	4,20	3,8	3,15	2,75
1....	4,3	4,0	3,7	3,4	2,95	2,6
2....	3,8	3,55	3,3	3,0	2,7	2,45
3....	3,75	3,2	3,0	2,8	2,5	2,3
5....	3,0	2,75	2,65	2,5	2,3	2,2
7....	2,7	2,6	2,45	2,3	2,2	2,1

Dans la Note précédente nous avons montré que dans la vision binoculaire il se produisait une augmentation de constriction, variable avec l'éclairement du fond. Cette constriction supplémentaire est également fonction de l'accommodation; elle diminue quand l'accommodation augmente. Ainsi, si l'œil est désaccommodé, la diminution de diamètre, qui est de $0^{mm},4$ pour un éclairement de 1 lux et de $0^{mm},3$ pour 50 lux, n'est plus que de 0,3 et 0,25 pour les mêmes éclairements si l'accommodation est de 3 dioptries. Pour 7 dioptries la différence qui n'est plus que de 0,1 pour 1 lux est insensible pour 50 lux.

C'est, on le voit, pour des éclairements de quelques lux que la perte de lumière par constriction pupillaire due à l'accommodation est la plus grande; entre 4 et 10 lux cette perte est comprise entre 35 et 40 pour 100 pour 2 dioptries et 45 et 50 pour 100 pour 3 dioptries.

BIOLOGIE. — *Utilisation en biologie de la méthode microcalorimétrique; exemple d'application.* Note de MM. **A. Tian** et **J. Cotte**.

L'étude des dégagements de chaleur fournit à la physiologie des données d'une très grande importance. Il est particulièrement intéressant de faire porter ces recherches sur des fragments d'organes ou de petits êtres vivants. L'emploi d'un microcalorimètre est alors nécessaire. Nous n'insisterons pas sur la bibliographie des efforts qui ont été faits dans cette direction; mais nous citerons spécialement les travaux de Hill (1911, etc.) comme présentant un intérêt particulier.



Nous avons utilisé en biologie le microcalorimètre construit par l'un de nous [1]. Cet appareil permet de suivre aisément les variations du débit calorifique (quantité de chaleur dégagée par heure) et éventuellement de totaliser la chaleur produite : il suffit de se servir à cet effet d'une courbe qui s'inscrit automatiquement sur du papier photographique. L'utilisation d'une cave rendra plus stable le zéro de notre galvanomètre; mais nous sommes déjà arrivés à des résultats bien supérieurs, nous a-t-il semblé, à ceux qu'auraient donnés les instruments analogues déjà connus.

Avec cet appareil on peut compenser, par effet Peltier, la chaleur dégagée et utiliser alors une méthode de zéro. Mais dans le cas des insectes, à activité variable, la compensation est impossible et l'on doit utiliser une méthode de déviation. La figure 1 [2] donne en effet la courbe de débit de quelques mouches (*Musca domestica* L.) dans une atmosphère d'air humide renouvelée : on voit combien ce débit est variable.

---

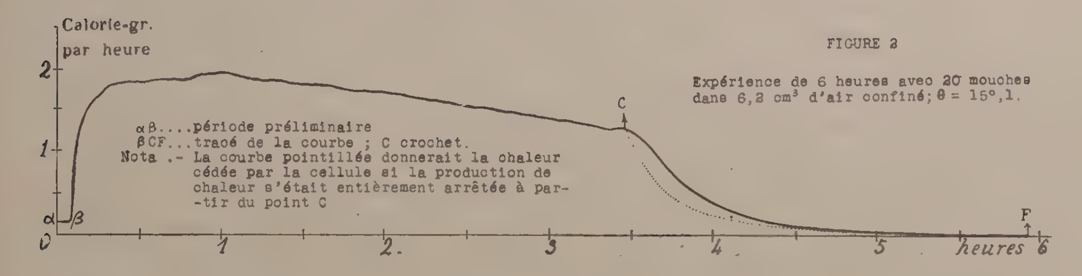
(1) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 705.

(2) Cette courbe et les suivantes sont les reproductions directes, à l'échelle $\frac{1}{2}$, des tracés fournis par l'appareil.

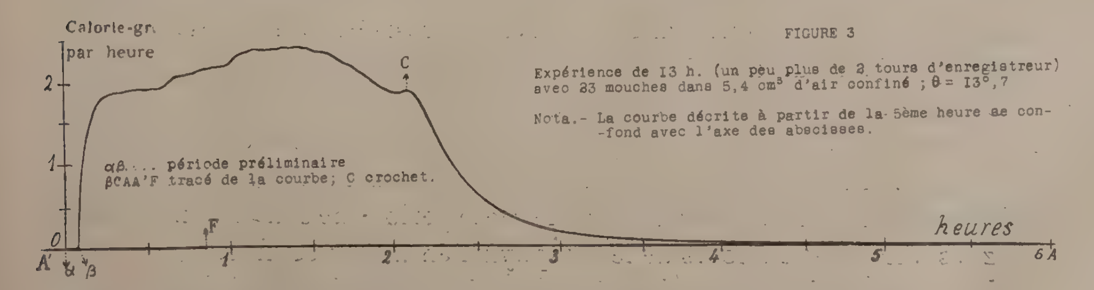
Afin de montrer par un exemple l'emploi de ce microcalorimètre en biologie, nous allons donner le résultat de quelques expériences, effectuées avec des mouches.

Ces insectes étaient placés en assez grand nombre dans un petit volume d'air confiné, et avaient été préalablement nourris avec du sucre et de l'eau; les quantités de chaleur étaient assez faibles, les expériences ayant été faites dans l'arrière-saison. La courbe 2 est obtenue avec 20 mouches enfermées dans une cellule de verre, scellée ensuite à la lampe. Le volume d'air intérieur, air saturé d'humidité et mouches, est de $6^{cm^3},2$. Température de l'appareil : $15^{\circ},1$. Le lendemain, après 15 heures de séjour environ, les mouches ont été extraites. Elles étaient complètement inertes; mais après quelques heures d'exposition à l'air toutes sont revenues à la vie. La courbe montre l'existence de deux états bien différents, comme d'ailleurs les courbes des figures 3 et 4, relatives à des expériences analogues.

1° *État de thermogenèse normale.* — La première partie β C de ces courbes, toujours irrégulière mais moins que dans l'air renouvelé, est d'autant plus longue que chaque mouche dispose d'une plus grande quantité

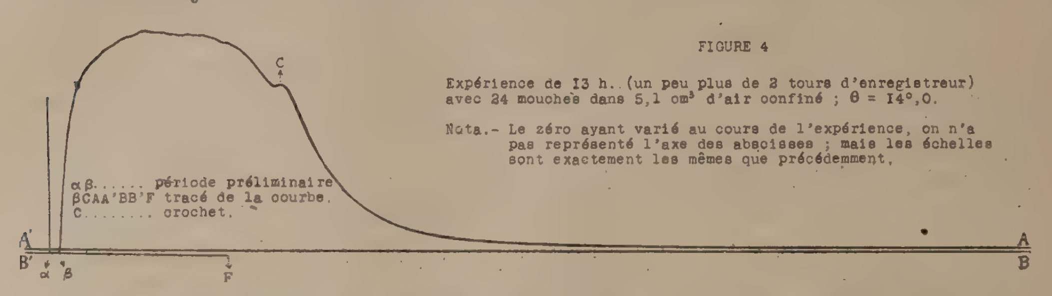


d'oxygène; on pouvait l'admettre *a priori*, et les figures 2, 3 et 4, qui se rapportent à des expériences où le volume d'air par mouche va en décroissant,



le montrent d'une manière très nette. Pendant cette période à considérer la courbe dans son ensemble, on trouve le débit assez peu variable;

le remplacement de l'air par de l'oxygène pur n'aurait d'ailleurs pas accru ce débit moyen.



2° *État de thermogenèse extrêmement réduite.* — Puis, assez brusquement la cellule se refroidit. La portion de courbe décrite à partir de ce moment est d'une régularité parfaite; elle est absolument comparable à celle obtenue pendant l'étalonnage, après le passage d'un courant dans une résistance placée à l'intérieur de la cellule. Cependant en rapportant sur la précédente, à partir du point C, la courbe de refroidissement normal (voir *fig.* 2 la courbe pointillée), on trouve que celle-ci s'incline un peu plus vite vers le zéro. Il y aurait donc pendant un certain temps encore un débit de chaleur sensible, qui finirait d'ailleurs par être rapidement imperceptible (le $\frac{1}{50}$ au plus de celui constaté pendant la première période) et qui vraisemblablement doit être moindre encore. Il aurait fallu, pour le mesurer, remplacer notre galvanomètre par un plus sensible, mais notre installation actuelle ne nous permettait pas de viser à une sensibilité extrême.

Il est tout à fait remarquable que *tous* les insectes passent en même temps du premier état de thermogenèse au second. La composition du mélange gazeux doit vraisemblablement être la cause de ce changement portant simultanément sur toutes les mouches. L'analyse des gaz restant dans la cellule montre effectivement l'utilisation presque complète de l'oxygène : quelques millièmes en volume y sont seuls retrouvés. Le stade de thermogenèse réduite serait donc un état d'asphyxie presque complète.

Un détail à noter est l'existence d'un crochet ascensionnel (marqué par la lettre *c* sur les courbes), qui précède chaque fois la forte chute du débit calorifique. A ce moment existe certainement une agitation simultanée des animaux, reproduction chez les mouches de la période de convulsions connue chez les Vertébrés au cours de leur asphyxie en milieu confiné.

Nous ne connaissons pas de méthode qui eût permis de suivre avec une égale facilité et une pareille précision dans les détails une observation biologique du genre de celle que nous venons d'exposer.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur un nouveau mécanisme d'oxydation-réduction sans catalyseurs.* Note de MM. **Pierre Girard** et **Marcel Platard**, présentée par M. Jean Perrin.

Dans une Note précédente [1], nous avons montré par différents exemples que des échanges entre deux milieux électrolytiques séparés par une paroi possédant, à la façon des parois vivantes, la propriété d'être sélectivement perméable aux ions de ces milieux, conditionnait des processus d'oxydation-réduction s'apparentant par leur anomalie chimique avec ceux dont la matière vivante est le siège. L'essentiel du schème qne nous avons décrit peut se résumer ainsi : le triage ionique qu'effectue la paroi tend à faire naître un déséquilibre électrostatique dans les milieux qu'elle cloisonne ; ce déséquilibre se répare non pas par un simple échange d'ions [2] auquel précisément la perméabilité sélective de la paroi s'oppose, mais par le passage d'électrons (véhiculés par des molécules d'eau) de certains anions sur certains cations. Au point de vue chimique, la plus importante conséquence de ce déplacement électronique, c'est le changement d'affinité de quelques-uns des constituants du système initial, au cours des processus d'échanges ; *d'où la nécessité, sans qu'interviennent de catalyseurs, d'autres groupements chimiques et l'apparition de molécules nouvelles que la constitution initiale du système ne permettait pas de prévoir à la température des expériences.* C'est ainsi qu'au cours d'échanges entre une solution de $(SO^4)^3Fe^2$ et une solution alcaline de fumarate de sodium séparées par une paroi qui joue vis-à-vis des ions de ces milieux (et suivant la modalité décrite dans notre précédente Note) le rôle d'un filtre sélectif, on voit apparaître d'un côté des produits d'oxydation (tartrate, puis produits d'oxydation de l'acide tartrique) et de l'autre des produits de réduction du sel ferrique. On voit combien le processus chimique diffère de celui que fait prévoir l'équation de la réaction directe.

---

(1) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 1212.

(2) Consistant dans le passage de cations vers la solution où tend à apparaître un excès de charges négatives et dans le passage d'anions vers la solution où tend à apparaître un excès de charges positives.

Nous ne pouvons ici multiplier les exemples d'anomalies chimiques conditionnées par l'interposition entre deux milieux électrolytiques d'un septum sélectivement perméable aux ions. A ceux que nous avons décrits dans notre précédente Note, nous ajouterons toutefois celui-ci, particulièrement facile à reproduire : il suffit d'interposer entre une solution de $(SO^4)^3Fe^2$ et une solution de $FeCy^6K^3$ une paroi quelconque (en parchemin animal par exemple), pour qu'il n'apparaisse pas de ferricyanure ferrique qui est (avec SO^4K^2) le seul produit prévisible. Dans la solution de ferricyanure se forme le complexe ferro-ferrique insoluble de Pelouze (Fe^3Cy^8) alors qu'au niveau de la paroi apparaît du Bleu de Turnbull et, semble-t-il, un cyanure ferreux instable (Cy^4Fe^2). C'est le facile passage des ions $(SO^4)^{--}$ et l'imperméabilité de la paroi, dans des sens opposés, aux ions $(FeCy^6)^{---}$ et aux ions Fe^{+++} qui menacent ici l'équilibre électrostatique. Une fraction des ions $(FeCy^6)^{---}$ en se dissociant pour former de nouveaux groupements saturés comme Fe^3Cy^8 abandonnent leurs électrons de valence. Les ions ferriques les recueillent et passent à l'état ferreux; ainsi se rétablit l'équilibre des charges.

Jusqu'ici, somme toute, au lieu de considérer, comme nous l'avons fait, des échanges entre des milieux électrolytiques que séparent des parois sélectivement perméables aux ions de ces milieux (ce qui correspond le mieux, croyons-nous, aux conditions mêmes des processus biochimiques), on n'a rien supposé d'autre dans les milieux organiques des animaux et des plantes que des réactions directes, semblables à celles que les chimistes mettent en œuvre et au cours desquelles l'affinité des constituants du système ne saurait changer spontanément. Dès lors, pour rendre compte de l'anomalie des faits biochimiques, aucune autre issue ne se présentait que l'intervention de catalyseurs. C'est l'intérêt essentiel du mécanisme que nous avons décrit que de nous libérer de cette nécessité. Non pas que nous songions à nier le rôle des diastases dans les importants phénomènes découverts et étudiés par Abelous et Aloy, Bach, Wieland, Thunberg, Battelli et Stern, Hopkins, etc. (tout au moins dans les cas où l'intervention d'un tissu organisé ou bien de cellules autonomes n'apparaît pas nécessaire). Mais à côté de diastases réelles ou probables, combien d'autres sont invoquées, entièrement hypothétiques, pour cette seule raison qu'on ne voit pas le moyen de se passer de leur concours. En outre, les divergences d'interprétation des auteurs précités témoignent assez de l'incertitude de nos connaissances, quant au mécanisme de ces actions diastasiques [1].

---

[1] A cet égard, les polyphénoloxydases découvertes par M. G. Bertrand et dont cet auteur a fait une étude approfondie restent celles dont nous pouvons le mieux nous représenter le mode d'action. On sait aussi de quel secours furent dans la représentation des oxydations catalytiques les expériences de M. A. Job sur les sels céreux qui l'ont conduit au schème précieux des réactions couplées.

On a pu remarquer que nous donnons seulement comme un fait d'expérience la propriété des parois que nous avons utilisées d'être sélectivement perméables aux ions des milieux qu'elles séparent. L'un de nous a montré le rôle qui revient dans ce mécanisme sélectif à l'électrisation d'adsorption dans le cas simple où la paroi est interposée entre de l'eau pure et une solution d'un sel neutre additionnée d'un acide ou d'une base [1]. Ici le mécanisme est plus compliqué; l'électrisation d'adsorption par les ions H^+ et $(OH)^-$ libres joue encore toutefois un rôle essentiel (lois de Jean Perrin), ainsi que le diamètre des pores du septum et probablement sa constitution chimique.

Comme nous l'avons brièvement indiqué, on est conduit à supposer, pour rendre compte du déplacement des électrons, qui dans l'épaisseur de la paroi effectuent de très petits parcours, l'intervention de molécules d'eau qui leur servent de véhicules. Ainsi s'introduit la notion d'une sorte nouvelle d'ions $(H^2O)^-$ qui doivent exister normalement dans les solutions, se formant et se défaisant sans cesse, mais qui ne jouent un rôle chimique que lorsque l'interposition du septum tend à créer, par le triage sélectif des ions, un déséquilibre électrostatique.

C'est alors le passage de ces ions $(H^2O)^-$ vers les régions où tendent à s'accumuler les cations [qui recueillent les électrons qui abandonnent ces ions (H^2O)] qui répare ce déséquilibre. L'analogie des phénomènes que nous venons d'étudier avec les phénomènes d'électrolyse est facile à saisir.

M. **J.-H. Coblyn** adresse quatre Notes relatives à diverses questions de *Thermodynamique*.

La séance est levée à $15^h 15^m$.

A. Lx.

---

(1) *Comptes rendus*, t. 168, 1919, p. 1335.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus dans les séances de mars 1924 (*suite et fin*).

Thermodynamique énergétique, théorie cinétique des gaz; cours professé à la Sorbonne, par A. Leduc. Paris, Gaston Doin, 1924; 1 vol. 23^{cm}.

Thèses présentées à la Faculté des sciences de Toulouse pour obtenir le grade de docteur ès sciences physiques, par Marcel Mouline. Toulouse, Édouard Privat, 1923; 1 fasc. 27^{cm}.

British (Terra nova) antarctic expedition, 1910-1913. *Report on the maps and surveys*, par F. Debenham, ... London, Harrison et fils, 1923; 1 vol. 30^{cm}.

Moteurs à combustion interne, par Paul Dumanois. Paris, J.-B. Baillière et fils, 1924; 1 vol. 26^{cm}.

Origine des grands reliefs terrestres; essai de géomorphisme rationnel et expérimental, par Ch. Gorceix. Paris, Paul Lechevalier, 1924; 1 vol. 25^{cm}.

Catalogue de la bibliothèque nationale suisse à Berne : Répertoire méthodique des publications suisses ou relatives à la Suisse, 1901-1920 :

0 : Généralités; 1 : Philosophie; 2 : Religion, Théologie; 3 : Sciences sociales, Droit (3 fasc.); 4 : Linguistique, Classification décimale et Table alphabétique des matières. Berne, Ernest Bircher, 1922, 1923; 5 fasc. 25^{cm}.

Catalogue de la Bibliothèque nationale suisse à Berne : Liste alphabétique des imprimés parus jusqu'en 1900; Histoire et Géographie : A-K; L-Z. Berne, A. Francke, 1910; 2 vol. 23^{cm},5.

Hématologie clinique, par J. Rieux. Paris, Gaston Doin, 1924; 1 vol. 24^{cm}. (Présenté par M. Vincent.)

Report on the danish oceanographical expeditions 1908-1910 *to the mediterranean and adjacent Seas*, published under the superintendence of Johs Schmidt. Copenhagen, Andr. Fred. Host and son, 1912, 1913, 1915, 1918, 1918, 1920, 1923; 7 vol. 35^{cm}.

Préparation et propriétés des composés nitriques du benzène et du toluène, par Michael Kostevitch. Saint-Pétersbourg, 1914; Paris, 1923; 1 vol. 27^{cm}.
